

THÈSES

PRÉSENTÉES A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS
POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ, MENTION SCIENCES

PAR

ROBERT COCHET

PREMIÈRE THÈSE :

CAPTATION DE PARTICULES NEUTRES PAR UN OBSTACLE ELECTRISÉ

APPLICATION I. PERTES DE PUISSANCE DANS LES LIGNES DE TRANSPORT
D'ÉNERGIE ÉLECTRIQUE A HAUTE TENSION

APPLICATION II. COALESCENCE ÉLECTRIQUE DES BROUILLARDS

DEUXIÈME THÈSE :

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Soutenues le 19 juin 1952, devant la Commission d'examen

MM. E. DARMOIS, *Président*

J. PÉRÈS }
M. PAUTHENIER } *Examineurs*

IMPRIMERIE L'UNION TYPOGRAPHIQUE

26, Rue Jules-Guesde

VILLENEUVE-SAINT-GEORGES (S.-&O.)

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen M. A. CHATELET

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	FAVARD	T	Mécanique générale.
A. DENJOY	T	Théorie des Fonctions.	COULOMB	T	Physique du Globe.
L. LUTAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	M ^{lle} COUSIN	T	Biologie animale (P. C. B.).
E. DARMOIS	T	Enseignement de Physique.	CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.
Robert LÉVY	T	Physiologie comparée.	P. DRACH	T	Zoologie.
M ^{me} RAMART-LUCAS.	T	Chimie organique.	KASTLER	T	Physique.
FOCH	T	Mécanique physique et expérimentale.	CHATELET	T	Arithmétique et théorie des nombres.
PAUTHENIER	T	Electrotechnique générale.	EPHRUSSI	T	Génétique.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	WURMSER	T	Biologie physico-chimique.
JOB	T	Chimie générale.	BAUER	T	Chimie-Physique.
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.	RIVIÈRE		Géologie (P. C. B.).
COMBES	T	Physiologie végétale.	GAUTHERET	T	Biologie Végétale (P. C. B.).
GARNIER	T	Géométrie supérieure.	LUCAS	T	Physique.
PÉRÈS	T	Mécanique des fluides et applications.	A. THOMAS	T	Evolution des êtres organisés.
LAUGIER	T	Physiologie générale.	ARNULF		Optique appliquée.
TOUSSAINT	T	Technique Aéronautique.	MAX MORAND		Physique.
M. CURIE	T	Physique (P.C.B.).	SOLEILLET		Physique.
G. RIBAUD	T	Hautes températures.	FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.
CHAZY	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	DANJON	T	Astronomie.
CROZE	T	Physique théorique et physique céleste.	FROMAGEOT	T	Chimie Biologique.
DUPONT	T	Théories chimiques.	LAPORTE	T	Physique générale et Radioactivité.
VALIRON	T	Calcul différentiel et Calcul intégral.	JANET	T	Mathématiques générales.
BARRABÉ	T	Géologie structurale et géologie appliquée.	PETIT	T	Biologie maritime.
VAVON	T	Analyse et mesures chimiques.	QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
G. DARMOIS	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	GALLIEN	T	Biologie animale (P. C. B.).
Jacques BOURCART..	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	EICHORN		Biologie végétale (P. C. B.).
AUBEL	T	Chimie biologique.	DE CUGNAC		Biologie végétale (P. C. B.).
M ^{me} JOLIOT-CURIE ..	T	Physique générale et Radioactivité.	M ^{lle} CAUCHOIS	T	Chimie-Physique.
PLANTEFOL	T	Botanique.	THELLIER		Physique du Globe.
CABANNES	T	Recherches physiques.	AUDUBERT		Electrochimie.
GRASSÉ	T	Evolution des êtres organisés.	L'HÉRITIER		Génétique.
PRÉVOST	T	Chimie organique.	GRIVET	T	Radio Electricité.
BOULIGAND	T	Application de l'analyse à la Géométrie.	PONCIN		Mécanique des fluides.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	THIRY	T	Mécanique appliquée.
WYART	T	Minéralogie.	DUBREIL		Mathématiques générales.
TEISSIER	T	Zoologie.	QUELET		Chimie (P. C. B.).
MANGENOT	T	Biologie végétale.	CAGNIARD		Géophysique appliquée.
P. AUGER	T	Physique quantique et relativité.	CHAMPETIER		Chimie appliquée.
MONNIER		Physiologie générale.	CUVILLIER		Géologie structurale et Géologie appliquée.
PIVETEAU	T	Géologie.	JUNG	T	Pétrographie.
ROCARD	T	Physique.	TRILLAT		Physique (P. C. B.).
H. CARTAN	T	Mathématiques (E. N. Supérieure).	WIEMANN		Chimie (P. C. B.).
SCHAEFFER	T	Physiologie des fonctions.	LICHNEROWICZ		Mathématiques générales.
LAFFITTE	T	Chimie générale.	JACQUINOT	T	Physique (P. C. B.).
			VASSY		Physique de l'atmosphère.
			DESTOUCHES		Théories physiques.
			M. PRUVOST	T	Géologie.
			AMIEL		Chimie (P. C. B.).
			HOCART		Minéralogie.
			MACHEBOEUF		Microbiologie.
			J.-P. MATHIEU		Physique (P. C. B.).
			COUTEAUX		Biologie animale (P. C. B.).
			MAY		Biologie animale (P. C. B.).

Secrétaire CH. MONIER

THÈSES

PRÉSENTÉES A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS
POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ, MENTION SCIENCES

PAR

ROBERT COCHET

PREMIÈRE THÈSE :

CAPTATION DE PARTICULES NEUTRES PAR UN OBSTACLE ELECTRISÉ

APPLICATION I. PERTES DE PUISSANCE DANS LES LIGNES DE TRANSPORT
D'ÉNERGIE ÉLECTRIQUE A HAUTE TENSION

APPLICATION II. COALESCENCE ÉLECTRIQUE DES BROUILLARDS

DEUXIÈME THÈSE :

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Soutenues le 19 juin 1952, devant la Commission d'examen

MM. E. DARMOIS, *Président*

J. PÉRÈS
M. PAUTHENIER } *Examineurs*

IMPRIMERIE L'UNION TYPOGRAPHIQUE

26, Rue Jules-Guesde

VILLENEUVE-SAINT-GEORGES (S.-&-O.)

1952



A MONSIEUR PAUTHENIER

*Professeur à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris*

*Hommage
de ma respectueuse reconnaissance.*



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550412_0019

CAPTATION DE PARTICULES NEUTRES PAR UN OBSTACLE ÉLECTRISÉ

Application I. — Pertes de puissance dans les lignes de transport d'énergie électrique à haute tension.

Application II. — Coalescence électrique des brouillards.

INTRODUCTION

Par mauvais temps, pluie ou brouillard, les lignes de distribution d'énergie électrique à haute tension présentent des pertes plus importantes que par beau temps [1-2]. L'une des causes des pertes dues à la pluie est l'émission d'ions par les gouttes d'eau formées sur les lignes, qui se mettent en pointe sous l'effet du champ électrique, comme l'a décrit M. Pauthenier [3]. Par temps de pluie, la formation des gouttes d'eau est très rapide; les gouttes de pluie tombent sur les conducteurs et les mouillent, la disposition des gouttes dépend évidemment de l'état de surface des conducteurs.

Par temps de brouillard le phénomène de captation n'est pas aussi simple. Nous avons expliqué les pertes par brouillard de la manière suivante : les lignes sous tension captent des gouttelettes de brouillard qui s'accroissent et forment des petites gouttes réparties à la surface des conducteurs si ceux-ci ne mouillent pas, par exemple s'ils sont légèrement gras; au contraire, si la surface des conducteurs se mouille facilement, c'est le cas des conducteurs vieillissants, les gouttelettes de brouillard forment un film d'eau, l'excédent d'eau captée se rassemble sur la génératrice inférieure des conducteurs sous forme de gouttes pendantes. Dans ces deux cas, les gouttes se mettent en pointe sous l'effet du champ électrique et émettent des ions [3]. Pour avoir une idée de la rapidité avec laquelle apparaissent les pertes après la formation du

brouillard, indépendamment du phénomène de condensation, inexistant dans la plupart des cas, ou de l'évaporation due à l'échauffement du conducteur en charge, il faut connaître :

1° La quantité d'eau M_1 captée par seconde et par centimètre de conducteur. M_1 sera déterminée si nous connaissons le coefficient de captation γ du conducteur et les caractéristiques du brouillard. Le coefficient de captation sera défini au paragraphe 2 du chapitre premier de la première partie.

2° La quantité d'eau minimum nécessaire par centimètre de conducteur pour qu'il y ait formation de gouttes susceptibles d'émettre des ions.

Pour simplifier la question, nous avons d'abord étudié le problème en tension continue et nous avons considéré ce phénomène dans sa phase initiale, c'est-à-dire en l'absence d'émission d'ions par la ligne.

La captation de gouttelettes de brouillard en suspension dans l'air par un obstacle cylindrique ou de révolution a déjà fait l'objet de recherches et d'études théoriques dans le cas d'obstacle électriquement neutre et en considérant des vitesses relatives de l'air par rapport à l'obstacle suffisamment grandes pour que l'action de la pesanteur sur les gouttelettes de brouillard soit négligeable. Citons les travaux de MM. Brun-Vasseur [4] et Langmuir [5]. Pour étudier le coefficient de capta-

tion d'un conducteur sous tension par temps de brouillard, ce brouillard pouvant avoir dans certains cas une vitesse d'entraînement très faible, nous avons été conduit à faire intervenir les forces d'attraction électrique et les forces de pesanteur, et ainsi à établir l'équation générale qui définit le mouvement d'une particule en suspension dans un fluide au voisinage d'un obstacle électriquement chargé.

En partant de cette équation générale, nous pouvons, au voisinage de l'obstacle, tracer les trajectoires des particules en suspension dans un fluide par une méthode graphique et ainsi déterminer le coefficient de captation γ de l'obstacle considéré.

Cette méthode graphique entraîne de nombreux calculs; elle est longue à appliquer. Aussi dans certains cas, quand il est possible de simplifier l'équation générale qui définit le mouvement d'une particule en négligeant certains termes relatifs aux forces agissant sur cette particule, nous déterminerons le *coefficient de captation* γ soit par le calcul, soit par une méthode graphique simple.

Nous avons exposé ces méthodes de calcul dans le cas de cylindres de révolution chargés, elles nous ont permis de déterminer le coefficient de captation d'un conducteur d'une ligne H.T. et de montrer l'influence de la tension sur la captation. L'allure des trajectoires des gouttelettes de brouillard au voisinage d'un conducteur H.T. a été vérifiée expérimentalement en supposant l'air immobile.

La quantité d'eau minimum par centimètre de conducteur pour qu'il y ait formation de gouttes susceptibles d'émettre des ions a été déterminée expérimentalement en tension continue sur un conducteur lisse et nous a permis d'avoir l'ordre de grandeur du courant d'ionisation en fonction de la quantité d'eau déposée sur le conducteur.

Un autre problème intéressant, qui peut être résolu graphiquement ou par le calcul, d'une manière à peu près analogue à celle que nous utilisons pour déterminer le coefficient de captation de cylindres chargés, est celui que pose l'évolution d'une gouttelette d'eau chargée dans un nuage ou un brouillard à température positive en considérant l'atmosphère parfaitement calme et en supposant le brouillard stable. Langmuir a étudié dans les mêmes conditions la captation de

gouttelettes de brouillard par une gouttelette d'eau non chargée et montré qu'il était possible de précipiter un nuage à température positive par des gouttelettes d'eau non électrisées de diamètre suffisamment grand. M. Pauthenier a montré par un calcul approché [6] l'intérêt de l'électrisation des gouttelettes utilisées pour balayer un brouillard. Pour se rendre compte de la quantité d'eau minimum à utiliser et de la charge minimum à donner à chaque gouttelette d'eau pour obtenir un balayage efficace d'un brouillard ou pour précipiter un nuage, il est nécessaire de savoir ce que devient dans le temps et dans l'espace, une gouttelette d'eau électrisée abandonnée dans un brouillard de grande épaisseur. Dans ce but, nous avons déterminé le *coefficient de captation* γ d'une gouttelette d'eau électrisée et ensuite étudié la croissance de son diamètre avec sa chute.

Ces deux premières applications de l'étude du coefficient de captation γ d'un obstacle électriquement chargé placé dans l'écoulement d'un aérosol ont semblé justifier l'entreprise de ce travail qui comprend trois parties :

1° Equation générale définissant le mouvement d'une particule au point M voisin d'un obstacle électriquement chargé.

2° Contribution à l'étude des pertes de puissance dans les lignes de transport d'énergie électrique à haute tension.

3° Évolution d'une goutte d'eau électrisée dans un nuage ou dans un brouillard à température positive.

Ce travail a été réalisé aux Laboratoires de Bellevue du Centre National de la Recherche Scientifique.

Je prie M. le professeur Pauthenier de trouver ici l'expression de toute ma gratitude pour sa bienveillance inlassable depuis qu'il m'a accueilli dans son laboratoire, et pour les précieux conseils qu'il m'a prodigués.

J'exprime toute ma reconnaissance à MM. Gondet et Quevron, Directeurs des Laboratoires de Bellevue, qui ont mis à notre disposition les services des laboratoires.

Je remercie également tout le personnel de ces différents services.

PREMIÈRE PARTIE

ÉQUATION GÉNÉRALE DÉFINISSANT LE MOUVEMENT D'UNE PARTICULE AU POINT M VOISIN D'UN OBSTACLE ÉLECTRIQUEMENT CHARGÉ

CHAPITRE PREMIER

COEFFICIENT DE CAPTATION γ

1. ALLURE DES TRAJECTOIRES

Supposons un obstacle électriquement chargé placé dans l'écoulement d'un fluide contenant des particules neutres en suspension.

a) Considérons un écoulement plan ou méridien, les trajectoires des particules sont également *des courbes planes* si l'obstacle électriquement chargé, cylindrique à génératrices horizontales ou de révolution à axe vertical, est conducteur.

b) Dans l'exposé qui va suivre, les lignes d'écoulement du fluide et les trajectoires des particules à proximité de l'obstacle seront représentées dans un système d'axes plan attaché à l'obstacle. La vitesse relative V'_0 de l'obstacle par rapport au fluide étant supposée constante, le phénomène de captation sera le même si l'obstacle est immobile dans le fluide en mouvement ou si, au contraire, l'obstacle se déplace dans le fluide immobile.

c) Le nombre de particules par unité de volume est supposé assez faible pour ne pas perturber l'écoulement considéré seul.

d) Si l'obstacle est faiblement chargé, les trajectoires limites départageant les trajectoires des particules qui aboutissent à l'obstacle des trajectoires des particules qui n'y aboutissent pas sont des trajectoires tangentes à l'obstacle, ces trajectoires engendrent une surface tangente à l'obstacle. Si l'obstacle est fortement chargé, certaines particules sont susceptibles de contourner l'obstacle et d'aboutir derrière l'obstacle par rapport à l'écoulement. Les trajectoires aboutissant à l'obstacle sont alors départagées des trajectoires n'y aboutissant pas par une surface particulière ne rencontrant pas l'obstacle.

2. DÉFINITION DU COEFFICIENT DE CAPTATION γ

Nous rappelons que le coefficient de captation γ , déjà défini dans différentes recherches [4], est le rapport $\frac{m}{m_0}$ de la masse m des particules qui, pen-

dant l'unité de temps, viennent rencontrer l'obstacle à la masse m_0 qui, pendant le même temps, passe à l'infini dans le cylindre circonscrit à l'obstacle et de génératrices parallèles à la vitesse des particules à l'infini $\vec{V}_0$.

Les figures 1 et 2 expliquent la définition du coefficient de captation dans le cas où l'obstacle

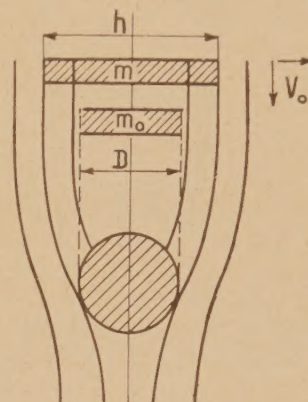


Fig. 1. — La vitesse de l'air est supposée négligeable (conducteur cylindrique faiblement chargé).

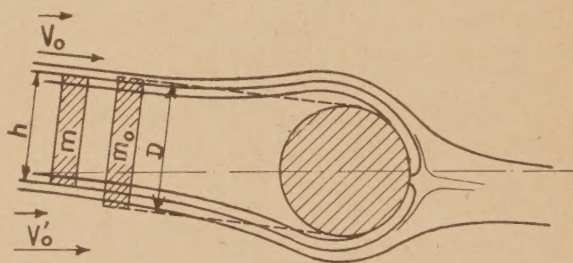


Fig. 2. — Cas d'un vent horizontal V'_0 (conducteur cylindrique fortement chargé).

est un cylindre (conducteur d'une ligne H.T.), le diamètre d des particules (gouttelettes de brouillard) supposées sphériques est très petit devant le diamètre D du cylindre. Le coefficient de captation admet alors pour expression $\gamma = \frac{m}{m_0} = \frac{h}{D}$.

En régime permanent, la masse M_1 des particules qui vient rencontrer l'obstacle par centimètre et par seconde est donnée par la relation :

$$M_1 = m_1 \gamma D V_0.$$

m_1 désignant la masse de particules par unité de volume de l'aérosol.

Les figures 3 et 4 expliquent la définition du coefficient de captation dans le cas où l'obstacle est considéré comme une sphère de diamètre D

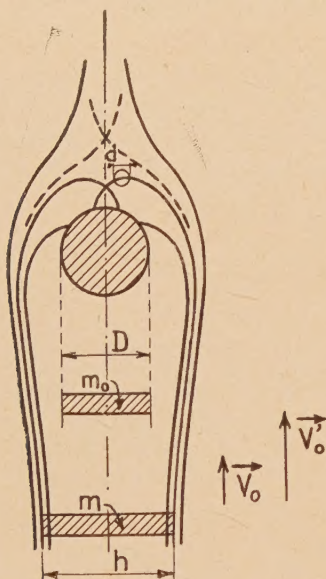


FIG. 3.

Les trajectoires limites des gouttelettes de brouillard aboutissent à la gouttelette sphérique chargée.

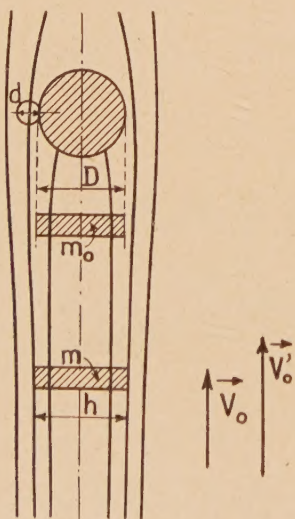


FIG. 4.

Les trajectoires limites des gouttelettes de brouillard sont tangentes à la gouttelette sphérique chargée.

(gouttelette d'eau électrisée), le diamètre d des particules (gouttelettes de brouillard) n'est pas négligeable devant le diamètre de l'obstacle. Dans ce cas, le tracé des trajectoires à proximité de l'obstacle ne peut pas être fait sans restriction. Nous indiquerons les conditions à réaliser dans la

suite de l'exposé. Le coefficient de captation admet alors pour expression

$$\gamma = \frac{m}{m_0} = \frac{h^2}{D^2}.$$

En régime permanent, la masse M_1 des particules qui vient rencontrer l'obstacle par seconde est donnée par la relation

$$M_1 = m_1 \gamma \pi \frac{D^2}{4} V_0;$$

m_1 désignant la masse de particules par unité de volume de l'aérosol.

CHAPITRE II

ÉQUATION GÉNÉRALE DÉFINISSANT LE MOUVEMENT D'UNE PARTICULE AU POINT M VOISIN D'UN OBSTACLE ÉLECTRIQUEMENT CHARGÉ [7]

1. EQUATION GÉNÉRALE

Les particules, supposées toutes identiques, sphériques et non chargées électriquement, sont caractérisées par :

masse spécifique δ ,

diamètre d ,

volume τ ,

pouvoir inducteur spécifique ϵ ,

Le fluide est caractérisé par :

masse spécifique δ' ,

viscosité cinématique ν .

Soient $\vec{V}'$ la vitesse du fluide au point M,

$\vec{V}$ la vitesse de la particule,

$\vec{v}$ la vitesse relative de la particule par rapport au fluide.

Les forces qui sont appliquées à une particule passant au point M sont :

a) La force d'inertie : $-\tau \delta' \frac{dV}{dt}$ (1)

b) Les forces de pression que représente l'intégrale

$$-\iint_S \vec{n} p \cdot dS,$$

où le vecteur unitaire $\vec{n}$ normal à un élément de surface dS de la particule est dirigé de l'intérieur vers l'extérieur de la particule.

En introduisant le gradient de pression, il est possible d'écrire

$$-\iint_S \vec{n} p \cdot dS = -\iiint_\tau \text{grad } p \cdot d\tau.$$

En raison des faibles dimensions de la particule, l'intégrale précédente peut être représentée par :

$$-\tau \vec{\text{grad}} p. \quad (2)$$

c) Les forces de résistance qu'oppose le fluide au mouvement relatif de la particule. La résultante $\vec{R}$ de ces forces peut s'écrire sous la forme classique

$$\vec{R} = -\frac{C}{2} \delta' S' v \vec{v},$$

où S' représente le maître-couple et C un coefficient fonction du nombre de Reynolds $\frac{vd}{v}$.

La forme de la particule étant précisée, $\vec{R}$ peut encore se mettre sous la forme

$$\vec{R} = -\frac{\delta' \tau v}{d} \vec{v} f\left(\frac{vd}{v}\right) \quad (3)$$

L'équation du mouvement d'une particule au point M peut s'écrire

$$-\delta \tau \frac{d\vec{V}}{dt} - \tau \vec{\text{grad}} p - \frac{\delta' \tau v}{d} \vec{v} f\left(\frac{vd}{v}\right) + \delta \tau \vec{g} - \lambda \left(\frac{d}{2}\right)^3 \vec{E} \frac{\partial E}{\partial n} = 0.$$

Ou encore, en changeant les signes et en divisant par le volume τ ,

$$\delta \frac{d\vec{V}}{dt} + \vec{\text{grad}} p + \frac{\delta' v}{d} \vec{v} f\left(\frac{vd}{v}\right) - \delta \vec{g} + \lambda \frac{3}{4\pi} \vec{E} \frac{\partial E}{\partial n} = 0. \quad (5)$$

L'équation du mouvement d'une particule fluide au point M est donnée par l'équation d'Euler :

$$\delta' \frac{d\vec{V}'}{dt} + \vec{\text{grad}} p - \delta' \vec{g} = 0. \quad (6)$$

En retranchant membre à membre les équations (5) et (6), sauf au voisinage immédiat de l'obstacle, l'équation générale définissant le mouvement d'une particule au point M s'écrit :

$$\delta \frac{d\vec{V}}{dt} - \delta' \frac{d\vec{V}'}{dt} = -\frac{\delta' v}{d} \vec{v} f\left(\frac{vd}{v}\right) + (\delta - \delta') \vec{g} - \lambda \frac{3}{4\pi} \vec{E} \frac{\partial E}{\partial n} \quad (7)$$

2. FORMES PARTICULIÈRES DE L'EXPRESSION RELATIVE A LA FORCE ÉLECTRIQUE

a) L'obstacle est constitué par un conducteur cylindrique concentrique à une nasse conductrice transparente au fluide. Désignons par D le diamètre du conducteur, E_0 le champ superficiel, φ la distance du point M à l'axe du conducteur; le champ électrique au point M est donné par l'expression

$$E = E_0 \frac{D}{2\varphi},$$

d) Les forces de pesanteur $\delta \tau \vec{g}$.

e) Les forces électriques.

L'obstacle étant chargé, il existe au point M un champ électrique $\vec{E}$. Désignons par $\frac{\partial E}{\partial n}$ la dérivée

du champ électrique $\vec{E}$ suivant une direction normale aux équipotentielles. En supposant les particules assez éloignées les unes des autres pour que leur action mutuelle soit négligeable, la force électrique $\vec{F}$ admet pour expression

$$\vec{F} = -\lambda \left(\frac{d}{2}\right)^3 \vec{E} \frac{\partial E}{\partial n}, \quad (4)$$

où nous posons, pour simplifier l'écriture :

$$\lambda = (\epsilon - 1)/(\epsilon + 2).$$

d'où la force électrique :

$$\vec{F} = -\lambda \left(\frac{d}{2}\right)^3 \frac{E_0^2 D^2}{4\varphi^4} \vec{\rho} \quad (8)$$

et le terme relatif à la force électrique dans l'équation (7) devient :

$$\lambda \frac{3}{4\pi} \vec{E} \frac{\partial E}{\partial n} = -\lambda \frac{3}{16\pi} \frac{E_0^2 D^2}{\varphi^4} \vec{\rho}.$$

b) L'obstacle est constitué par un conducteur sphérique. Désignons par D le diamètre de la sphère, q_0 sa charge, φ la distance du point M au

centre de la sphère. La force électrique a pour valeur :

$$\vec{F} = -\lambda \left(\frac{d}{2} \right)^3 \frac{2q_0^2}{\rho^6} \vec{\rho} \quad (9)$$

et le terme relatif à la force électrique dans l'équation (7) devient :

$$\lambda \frac{3}{4\pi} \vec{E} \frac{\partial}{\partial n} = -\lambda \frac{3}{2\pi} \frac{q_0^2}{\rho^6} \vec{\rho}.$$

3. FORME PARTICULIÈRE DE L'EXPRESSION RELATIVE A LA RÉSISTANCE QU'OPPOSE LE FLUIDE AU MOUVEMENT

Pour les faibles valeurs du nombre de Reynolds $\frac{vd}{\nu}$ la loi de résistance est la loi de Stokes :

$$\vec{R} = -3\pi\delta'\nu d\vec{v} \quad (10)$$

et le terme relatif aux forces de résistance dans l'équation (7) devient :

$$-\frac{\delta'\nu}{d} \vec{v} f\left(\frac{vd}{\nu}\right) = -\frac{18\delta'\nu}{d^2} \vec{v}.$$

4. CONDITIONS GÉNÉRALES DE SIMILITUDE

Il est possible, sans rien changer à l'aspect des trajectoires, de faire varier les valeurs des diverses grandeurs qui caractérisent l'obstacle, le fluide et

les particules à condition que l'équation (7) soit toujours satisfaite. Tous les termes de l'équation (7) seront multipliés par un même nombre si les conditions suivantes sont réalisées :

$$\frac{\delta}{\delta'} = \text{constante}, \frac{D}{d} = \text{constante}, \frac{V_0'^2}{Dg} = \text{constante},$$

$$\frac{V_0'D}{\nu} = \text{constante}, \frac{\lambda E_0^2}{\delta g D} = \text{constante},$$

(11)

La dernière condition est celle qui se rapporte à la force électrique; dans cette relation E_0 représente le champ électrique à la surface d'un obstacle cylindrique ou sphérique.

En fonction de la charge q_0 de l'obstacle sphérique, cette condition peut s'écrire :

$$\frac{\lambda q_0^2}{\delta g D^5} = \text{constante}.$$

Dans l'étude du coefficient de captation d'un obstacle placé dans un fluide de viscosité cinématique invariable, les conditions $\frac{V_0'^2}{Dg} = \text{Cte}$ et $\frac{V_0'D}{\nu} = \text{Cte}$ sont en général incompatibles. Nous apporterons au cours de l'exposé les simplifications qui, suivant les cas particuliers, s'imposent à ces conditions de similitude.

DEUXIÈME PARTIE

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES PERTES DANS LES LIGNES DE TRANSPORT D'ÉNERGIE ÉLECTRIQUE A HAUTE TENSION CONTINUE PAR BROUILLARD

CHAPITRE PREMIER

COEFFICIENT DE CAPTATION γ D'UN CYLINDRE DE RÉVOLUTION DANS LE CAS OU LA VITESSE DE L'AIR EST SUPPOSÉE NÉGLIGEABLE [7] [8]

1. ÉQUATION QUI DÉFINIT LE MOUVEMENT D'UNE GOUTTELETTE DE BROUILLARD AU POINT M VOISIN D'UN CONDUCTEUR CYLINDRIQUE SOUS TENSION.

Considérons un des conducteurs d'une ligne H.T. continue constituée par deux câbles cylindriques indéfinis, horizontaux, parallèles et chargés à des

potentiels $\pm U$. Pratiquement le diamètre D des conducteurs est en général très petit devant leur écartement S . Le champ électrique $\vec{E}$ à proximité d'un tel conducteur peut être assimilé au champ existant autour de ce même conducteur monté dans une nasse coaxiale transparente au fluide, les potentiels étant tels que le champ électrique à la surface $\vec{E}_0$ soit conservé. Sauf à quelques dizaines de microns du conducteur, la force d'attraction électrique est donnée avec une précision suffisante par la relation (8).

Dans le cas d'un brouillard :

Le terme d'inertie relatif au fluide $\delta' \frac{dV'}{dt}$ est

négligeable devant le terme d'inertie relatif aux gouttelettes $\delta \frac{dV}{dt}$.

La masse spécifique de l'air δ' est négligeable devant celle de l'eau δ .

La viscosité absolue de l'eau étant grande devant la viscosité de l'air, nous considérons les gouttelettes de brouillard comme des solides sphériques [9].

Pour des gouttelettes dont le diamètre est supérieur à 30 microns et des vitesses relatives $\vec{v}$ inférieures à 50 centimètres par seconde, nous appliquons la loi de Stokes.

L'équation (7) devient :

$$\delta \frac{dV}{dt} = -18 \frac{\delta' v}{d^2} \vec{v} + \delta g - \lambda \frac{3E_0^2 D^2}{16\pi \epsilon^4} \vec{\varphi} \quad (12)$$

Dans le cas où la vitesse de l'air peut être supposée négligeable, c'est le problème qui se pose par brouillard parfaitement calme, le terme d'inertie relatif aux gouttelettes $\delta \frac{dV}{dt}$ est alors négligeable pour des gouttelettes dont le diamètre est inférieur à 30 microns et l'équation (12) s'écrit :

$$-18 \frac{\delta' v}{d^2} \vec{v} + \delta g - \lambda \frac{3E_0^2 D^2}{16\pi \epsilon^4} \vec{\varphi} = 0. \quad (13)$$

2. EQUATION DES TRAJECTOIRES ET COEFFICIENT DE CAPTATION

Les trajectoires des gouttelettes sont des courbes planes situées dans des plans perpendiculaires aux

génératrices du cylindre. Considérons les trajectoires dans un plan perpendiculaire à l'axe du conducteur. Prenons comme origine le centre du

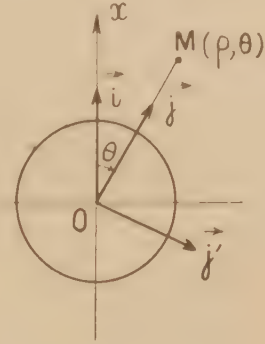


FIG. 5.

cercle de diamètre D et comme vecteur origine $\vec{Ox}$ de direction parallèle à $\vec{g}$ et de sens contraire (fig. 5).

Soient :

$\vec{i}$, le vecteur unité porté par $\vec{Ox}$,

$\vec{j}$, le vecteur unité porté par $\vec{OM} = \vec{\varphi}$,

$\vec{j}'$, le vecteur unité directement normal à $\vec{OM}$.

Nous avons :

$$\vec{g} = -gi, \quad \vec{\varphi} = \varphi j$$

et

$$\vec{v} = \frac{d\varphi}{dt} \vec{j} + \varphi \frac{d\theta}{dt} \vec{j}', \quad \vec{i} = \vec{j} \cos \theta - \vec{j}' \sin \theta.$$

L'équation (13) devient :

$$-18 \frac{\delta' v}{d^2} \left(\frac{d\varphi}{dt} \vec{j} + \varphi \frac{d\theta}{dt} \vec{j}' \right) - \lambda \frac{3}{16\pi} \frac{E_0^2 D^2}{\epsilon^3} \vec{j} - \delta g (\vec{j} \cos \theta - \vec{j}' \sin \theta) = 0.$$

L'identification et l'élimination du temps donnent :

$$\frac{d\varphi}{\varphi d\theta} + \frac{3\lambda E_0^2 D^2}{16\pi \delta g} \frac{1}{\varphi^3 \sin \theta} + \frac{\cos \theta}{\sin \theta} = 0.$$

En posant pour simplifier l'écriture $\alpha = \frac{3\lambda E_0^2 D^2}{16\pi \delta g}$ (notons que α a les dimensions d'un volume), l'équation différentielle des trajectoires s'écrit :

$$\frac{d\varphi}{\varphi d\theta} + \frac{\alpha}{\varphi^3 \sin \theta} + \frac{\cos \theta}{\sin \theta} = 0.$$

Elle admet pour solution :

$$\varphi^3 = \frac{1}{\sin^3 \theta} \left[K^3 - 3\alpha \left(\frac{\theta}{2} - \frac{1}{4} \sin 2\theta \right) \right]. \quad (14)$$

C'est l'équation d'une trajectoire passant à une distance K de Ox .

Maintenant il est possible de déterminer la valeur de K donnant les trajectoires limites départageant les trajectoires des gouttelettes aboutissant au conducteur des trajectoires des gouttelettes n'aboutissant pas au conducteur.

a) Si $\alpha < \frac{D^3}{8}$ ou $E_0^2 < \frac{2\pi \delta g D}{3\lambda}$, les trajectoires limites sont tangentes au conducteur (fig. 6). Les points de tangence A et A' sont déterminés par :

$$\cos \theta_1 = -\frac{8\alpha}{D^3} \quad \text{et} \quad \varphi_1 = \frac{D}{2}.$$

la constante d'intégration prend la valeur :

$$K^3 = \left(\frac{3\theta_1}{2} - \frac{3}{4} \sin 2\theta_1 - \frac{\sin^3 \theta_1}{\cos \theta_1} \right) \alpha. \quad (15)$$

Donc dans le cas des champs faibles, l'expression du coefficient de captation $\gamma = \frac{2K}{D}$ apparaît sous une forme assez compliquée.

En développant en série l'expression de K^3 :

$$K^3 = \left[\frac{3\pi}{2} + \frac{1}{5} (\pi - \theta_1)^5 + \frac{19}{315} (\pi - \theta_1)^7 + \dots \right] \alpha,$$

pour

$$\frac{D^3 \sqrt{2}}{16} < \alpha < \frac{D^3}{8},$$

nous avons :

$$K = \left(\frac{3\pi}{2} \alpha \right)^{\frac{1}{3}}$$

b) Si $\alpha > \frac{D^3}{8}$ ou $E_0^2 > \frac{2\pi \delta g D}{3\lambda}$, les trajectoires aboutissant au conducteur sont limitées par la courbe particulière obtenue en faisant $K = \left(\frac{3\pi}{2} \alpha \right)^{\frac{1}{3}}$. Cette courbe particulière est représentée sur la

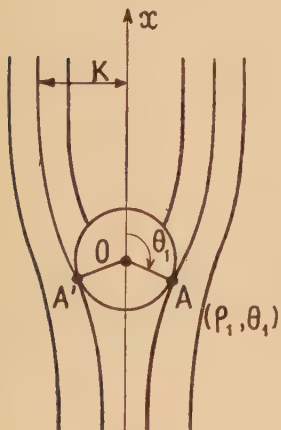


FIG. 6.

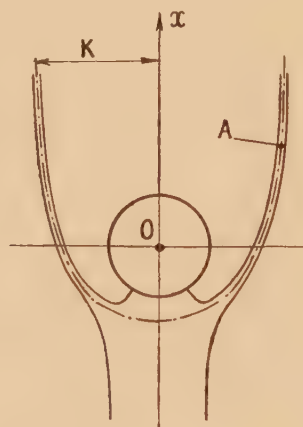


FIG. 7.

figure 7 par la courbe A, il n'y a pas de trajectoire tangente.

Autrement dit, pour une valeur suffisante du champ électrique à la surface du conducteur

$$E_0^2 > \frac{\pi \sqrt{2}}{3} \frac{\delta g D}{\lambda}$$

$$(E_0 > 12 \text{KV/cm pour } D = 1,2 \text{ cm})$$

toutes les gouttelettes passant à une distance du vecteur origine Ox inférieure à $K = \left(\frac{9\lambda E_0^2 D^2}{32\delta g} \right)^{\frac{1}{3}}$ seront captées.

Le coefficient de captation $\gamma = \frac{2K}{D}$ prend alors la valeur

$$\gamma = \left(\frac{9\lambda E_0^2}{4\delta g D} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (16)$$

il est indépendant du diamètre d des gouttelettes de brouillard.

CHAPITRE II

COEFFICIENT DE CAPTATION γ D'UN CYLINDRE DE RÉVOLUTION DANS LE CAS D'UN VENT HORIZONTAL NORMAL AUX GÉNÉRATRICES DU CYLINDRE (CAS DES FAIBLES VITESSES) [10]

Les brouillards atmosphériques ont des vitesses, en général horizontales, très variables, comprises entre quelques centimètres par seconde et plusieurs mètres par seconde. Lorsque ces vitesses sont inférieures au mètre par seconde, nous pouvons, pour obtenir un ordre de grandeur du coefficient de captation négliger le terme d'inertie relatif aux gouttelettes $\delta \frac{dV}{dt}$ l'équation définissant le mouvement de la gouttelette de brouillard est encore l'équation (13). La vitesse $\vec{V}$ d'une gouttelette de brouillard en un point M est, dans ces conditions, la somme vectorielle de la vitesse relative $\vec{v}$ de la gouttelette par rapport à l'air et de la vitesse d'écoulement $\vec{V}'$ de l'air en ce point.

$$\vec{V} = \vec{v} + \vec{V}'. \quad (17)$$

1. ECOULEMENT DE L'AIR AUTOUR DU CYLINDRE

Pour un cylindre dont le diamètre D est supérieur au centimètre⁽¹⁾, on peut supposer le glissement de l'air sans frottement à sa surface et admettre que les lignes de courant autour de ce cylindre circulaire placé dans un courant d'air uniforme perpendiculaire aux génératrices, sont très voisines de l'écoulement potentiel.

Pour des vitesses d'écoulement pas trop élevées, inférieures par exemple à deux mètres par se-

(1) Les conducteurs constituant une ligne de transport d'énergie électrique à H.T. ont, dans la majorité des cas, un diamètre supérieur au centimètre.

conde⁽²⁾, les tourbillons produits en aval du maître-couple peuvent être négligés.

Dans le plan de l'écoulement (plan normal aux génératrices du cylindre), prenons comme origine le centre du cercle de diamètre D et, comme vecteur origine, $\vec{Ox}$ dirigé dans le sens de l'écoulement (fig. 8). Dans l'hypothèse d'un écoulement potentiel, la vitesse $\vec{V}'$ de l'air au point $M(\rho, \theta)$ est donnée par

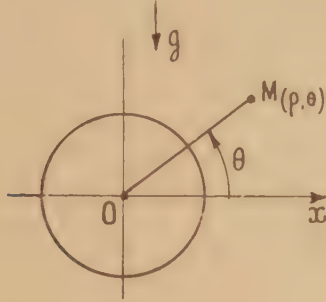


FIG. 8.

ses composantes radiale V'_r et circulaire V'_θ [11]

$$V'_r = V'_0 \left(1 - \left(\frac{D}{2\rho} \right)^2 \right) \cos \theta,$$

$$V'_\theta = -V'_0 \left(1 + \left(\frac{D}{2\rho} \right)^2 \right) \sin \theta.$$

Pratiquement nous traçons point par point les lignes de courant autour du cylindre à une échelle permettant un tracé convenable (fig. 9). Ces lignes

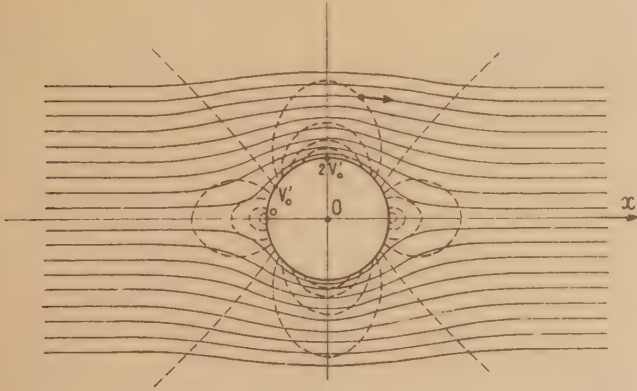


FIG. 9. — Lignes de courant autour d'un cylindre de révolution dans le cas d'un écoulement potentiel. Les lignes en traits pointillés représentent les courbes $V' = \text{Cte}$.

$$-18 \frac{\delta v}{d^2} \left(\frac{d\rho}{dt} \vec{j} + \rho \frac{d\theta}{dt} \vec{j}' \right) - \lambda \frac{3E_0^2 D^2}{16\pi} \frac{1}{\rho^3} \vec{j} - \delta g (\vec{j} \sin \theta + \vec{j}' \cos \theta) = 0.$$

(2) Dans le cas d'un conducteur d'une ligne H.T. l'influence de la charge électrique sur la captation de gouttelettes de brouillard de diamètre d inférieur à 30 microns devient négligeable pour des vitesses d'écoulement de l'air supérieures à environ 2 ou 3 mètres par seconde (voir conclu-

sont définies, dans l'hypothèse d'un écoulement potentiel, par la relation

$$\rho \sin \theta \left(1 - \left(\frac{D}{2\rho} \right)^2 \right) = \text{constante}.$$

Ces lignes de courant donnent en chaque point du plan la direction de la vitesse d'entraînement des gouttelettes de brouillard. Le module de cette vitesse sera donné en chaque point du plan par les courbes $V' = \text{constante}$.

En tenant compte de la relation $V'^2 = V'^2_r + V'^2_\theta$ ces courbes sont données par l'équation

$$\sin \theta = \frac{1}{D} \sqrt{\frac{V'^2}{V'^2_0} - \left(1 - \left(\frac{D}{2\rho} \right)^2 \right)^2}.$$

2. EQUATION DES TRAJECTOIRES

Dans un plan normal aux génératrices du cylindre, prenons comme origine le centre du

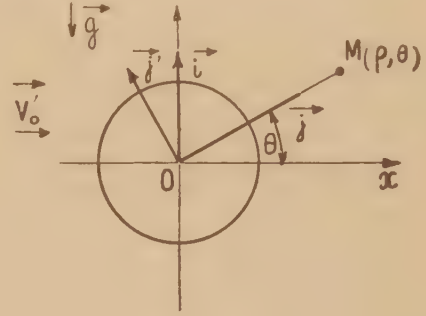


FIG. 10.

cercle de diamètre D et comme vecteur origine $\vec{Ox}$ dirigé dans le sens de l'écoulement (fig. 10).

Soient :

- $\vec{i}$, le vecteur unité directement normal à $\vec{Ox}$,
- $\vec{j}$, le vecteur unité porté par $\vec{OM}$,
- $\vec{j}'$, le vecteur unité directement normal à $\vec{OM}$.

Nous avons :

$$\vec{g} = -g\vec{i}, \quad \vec{\rho} = \rho\vec{j}$$

et

$$\vec{v} = \frac{d\vec{\rho}}{dt} = \frac{d\rho}{dt} \vec{j} + \rho \frac{d\theta}{dt} \vec{j}', \quad \vec{i} = \vec{j} \sin \theta + \vec{j}' \cos \theta.$$

L'équation (13), définissant le mouvement de la gouttelette de brouillard au point M , devient :

sions). Les points d'impact des gouttelettes de brouillard décrivant les trajectoires limites sont alors situés en amont du maître-couple. Les tourbillons situés en aval même s'ils prennent de l'importance, n'interviennent plus sur le phénomène de captation.

L'identification donne :

$$-\frac{18\delta'v}{d^2} \frac{d\varphi}{dt} - \lambda \frac{3E_0^2 D^2}{16\pi} \frac{1}{\varphi^3} - \delta g \sin \theta = 0;$$

$$-\frac{18\delta'v}{d^2} \varphi \frac{d\theta}{dt} - \delta g \cos \theta = 0.$$

Ces équations donnent la vitesse relative $\vec{v}$ de la gouttelette de brouillard par rapport à l'air au point M défini par ses composantes radiale v_r et circulaire v_c .

En posant

$$\alpha = \lambda \frac{3E_0^2 D^2}{16\pi\delta g} \quad \text{et} \quad \beta = \frac{\delta g d^2}{18\delta'v},$$

$$v_r = -\frac{\alpha\beta}{\varphi^3} - \beta \sin \theta,$$

$$v_c = -\beta \cos \theta.$$

La composition des vitesses, définies par l'équation (17), donne les composantes radiale V_r et circulaire V_c de la vitesse $\vec{V}$ de la gouttelette de brouillard au point M. Ces composantes s'écrivent :

$$V_r = v_r + V'_r = -\frac{\alpha\beta}{\varphi^3} - \beta \sin \theta + V'_0 \left(1 - \left(\frac{D}{2} \right)^2 \frac{1}{\varphi^2} \right) \cos \theta. \quad (18)$$

$$V_c = v_c + V'_c = -\beta \cos \theta - V'_0 \left(1 + \left(\frac{D}{2} \right)^2 \frac{1}{\varphi^2} \right) \sin \theta. \quad (19)$$

L'élimination du temps donne l'équation différentielle des trajectoires :

$$d\varphi \left[(\beta \cos \theta + V'_0 \sin \theta) + \frac{V'_0 D^2 \sin \theta}{4\varphi^2} \right] + d\theta \left[\varphi (-\beta \sin \theta + V'_0 \cos \theta) - \frac{V'_0 D^2 \cos \theta}{4\varphi} - \frac{\alpha\beta}{\varphi^2} \right] = 0. \quad (20)$$

En chaque point du plan des trajectoires, le coefficient angulaire de la tangente à la trajectoire peut être déterminé et une méthode classique d'intégration graphique permet d'obtenir l'allure des trajectoires. Nous exposerons au paragraphe suivant une méthode pratique d'intégration graphique. Dans le but de vérifier cette méthode graphique, nous allons exposer un cas particulier pour lequel l'équation (20) admet une solution.

En l'absence de tension (ligne non chargée), $E_0 = 0$ et $\alpha = 0$, l'équation (20) est une différentielle exacte. En effet, en l'absence d'écoulement d'air autour du cylindre, les trajectoires des gouttelettes de brouillard sont des droites parallèles, la vitesse de chute de ces gouttelettes est constante et leur mouvement relatif peut être représenté par une fonction potentielle. Le mouvement d'entraînement (écoulement de l'air autour du cylindre) est aussi représenté par une fonction potentielle. La composition de ces deux mouvements sera aussi définie par une fonction potentielle. Donc pour $\alpha = 0$, l'équation (20) peut s'intégrer, elle admet pour solution :

$$(\beta \cos \theta + V'_0 \sin \theta) \varphi - V'_0 \frac{D^2 \sin \theta}{4\varphi} = \text{constante};$$

ou encore, en désignant par K la constante d'intégration, l'équation des trajectoires s'écrit :

$$(\beta \cos \theta + V'_0 \sin \theta) \varphi^2 - K\varphi - V'_0 \frac{D^2}{4} \sin \theta = 0. \quad (21)$$

De la discussion mathématique, il résulte que les trajectoires limites, représentées sur la figure 11, sont obtenues lorsque l'on fait $K = \pm \beta \frac{D}{2}$ dans l'équation (21).

Le coefficient de captation prend la valeur :

$$\gamma = \frac{2OA}{D} = \frac{\beta}{\sqrt{\beta^2 + V'^2_0}}. \quad (22)$$

Remarquons de suite que la quantité $M_1 = m_1 \beta D$ d'eau reçue par seconde et par centimètre de conducteur est indépendante de la vitesse

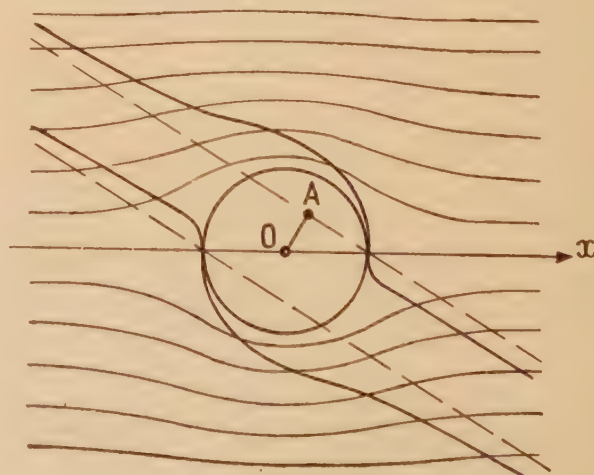


Fig. 11. — Allure des trajectoires-limites pour $E_0 = 0$, $D = 1,3$ cm, $V'_0 = 2$ cm/s, $d = 20$ μ .

d'écoulement de l'air V'_0 . En effet, lorsque la vitesse V'_0 d'écoulement augmente, le coefficient de captation γ diminue; mais ceci est compensé par l'augmentation de la vitesse d'arrivée $V_0 = \sqrt{\beta^2 + V'^2_0}$ des gouttelettes de brouillard sur l'obstacle.

3. MÉTHODE GRAPHIQUE

PERMETTANT DE TRACER LES TRAJECTOIRES

En chaque point du plan des trajectoires, le vecteur vitesse d'une gouttelette de brouillard est déterminé en grandeur et en direction par la relation (17).

La vitesse $\vec{V}'$ d'écoulement de l'air est donnée graphiquement par le tracé représenté sur la figure 9.

Avec les vecteurs unité $\vec{i}$ et $\vec{j}$ définis par $\vec{g} = -\vec{g}_i$ et $\vec{\varphi} = \varphi_j$, la relation qui définit la vitesse relative déduite de l'équation vectorielle (13) s'écrit :

$$\vec{v} = -\beta \vec{i} - \frac{\alpha\beta}{\varphi^3} \vec{j}.$$

Dans ce cas particulier, les conditions de simi-

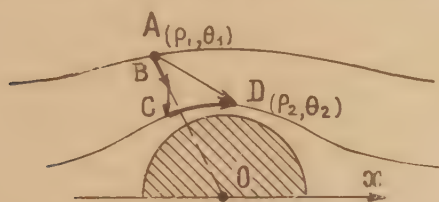


FIG. 12. — Tracé d'un élément de trajectoire AD.

litude (11) se ramènent à deux. Ces conditions sont définies par les deux relations :

$$\left(\frac{\lambda}{\delta g}\right) \frac{E_0^2}{D} = \text{Cte} \quad \text{et} \quad \left(\frac{\delta' \gamma}{\delta g}\right) \frac{V'_0}{d^2} = \text{Cte}.$$

Nous avons maintenant les éléments nécessaires pour tracer les trajectoires.

Partant d'un point A (ρ_1, θ_1) du plan (fig. 12), nous portons le vecteur

$$\vec{AB} = -\frac{\alpha\beta}{\varphi^3} \vec{j} \times \Delta t,$$

puis

$$\vec{BC} = -\beta \vec{i} \times \Delta t$$

et enfin un élément d'une ligne de courant passant par C et de longueur $\vec{CD} = \vec{V}' \times \Delta t$. Le segment $\vec{AD}$ représente un élément de trajectoire. Au point

D (ρ_2, θ_2), nous faisons une construction semblable et nous traçons ainsi, de proche en proche, une trajectoire passant par A. L'accroissement fini de temps Δt doit être choisi suffisamment petit pour que la vitesse $\vec{V}_1$ au point A (ρ_1, θ_1) soit peu différente de la vitesse $\vec{V}_2$ au point D (ρ_2, θ_2), assez grand cependant pour donner une précision graphique suffisante. Nous pouvons ainsi tracer au voisinage du conducteur les trajectoires des gouttelettes de brouillard passant à l'infini à des distances de Ox arbitrairement choisies.

Les gouttelettes de brouillard qui rencontreront le conducteur sont séparées de celles qui ne le rencontreront pas par deux trajectoires limites,

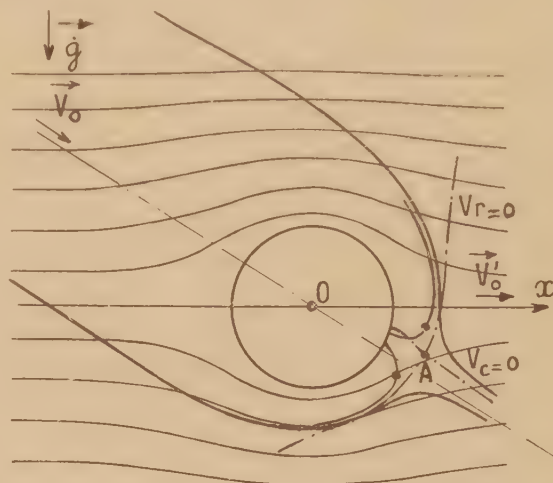


FIG. 13. — Allure des trajectoires-limites pour $D = 1,3 \text{ cm}$, $E_0 = 100 \text{ u. e. s. C. G. S.}$, $V'_0 = 2 \text{ cm/s}$, $d = 20 \mu$.

seules intéressantes. Pour obtenir ces deux trajectoires limites, nous déterminerons d'abord le lieu des points du plan où la vitesse radiale V_r s'annule en changeant de signe; cette courbe admet pour équation :

$$\varphi^3 (V'_0 \cos \theta - \beta \sin \theta) - \varphi V'_0 \frac{D^2}{4} \cos \theta - \alpha\beta = 0.$$

Puis le lieu des points où la vitesse circulaire V_c s'annule en changeant de signe; cette courbe admet pour équation :

$$\varphi^2 (\beta \cos \theta + V'_0 \sin \theta) + V'_0 \frac{D^2}{4} \sin \theta = 0.$$

Nous prenons ensuite comme point de départ de chaque trajectoire limite un point au voisinage de l'intersection A de ces deux courbes (fig. 13). Dans cette région les trajectoires des gouttelettes de brouillard sont très divergentes, aussi, même en

prenant comme point de départ un point un peu éloigné du point A, l'erreur faite sur l'évaluation du coefficient de captation est faible.

Le coefficient de captation est déterminé par le rapport de l'écartement h , au loin, des deux trajectoires limites, au diamètre D du conducteur cylindrique.

Nous avons décrit cette méthode qui, lorsqu'elle est applicable, est beaucoup plus simple que la méthode à utiliser dans le cas général.

4. VALEURS DU COEFFICIENT DE CAPTATION γ

Dans toutes les applications numériques relatives à la deuxième partie de cet exposé, les gouttelettes sont considérées comme conductrices. Nous avons donc admis comme coefficient relatif au pouvoir inducteur spécifique, $\lambda = 1$; nous avons pris comme masse spécifique de l'eau, $\delta = 1$ C.G.S.;

comme masse spécifique de l'air, $\delta' = 1,3 \cdot 10^{-3}$ C.G.S.; comme viscosité cinématique de l'air, $\nu = 13 \cdot 10^{-2}$ C.G.S. et comme intensité de la pesanteur, $g = 980$ C.G.S.

Nous avons évalué par cette méthode les valeurs du coefficient de captation pour des valeurs de $\frac{E_0^2}{D}$ comprises entre 0 et 7.700 u.e.s. C.G.S. et des valeurs de $\frac{V_0'}{d^2}$ comprises entre 0 et $40 \cdot 10^{-6}$ C.G.S.

Le coefficient de captation γ ainsi évalué est représenté par les courbes des figures 14 et 15. Lorsque le champ électrique E_0 à la surface du conducteur est nul, le coefficient de captation est donné mathématiquement par la relation (22); ces valeurs sont données par la courbe $\frac{E_0^2}{D} = 0$ sur la figure 14. Il est possible dans ce cas de vérifier

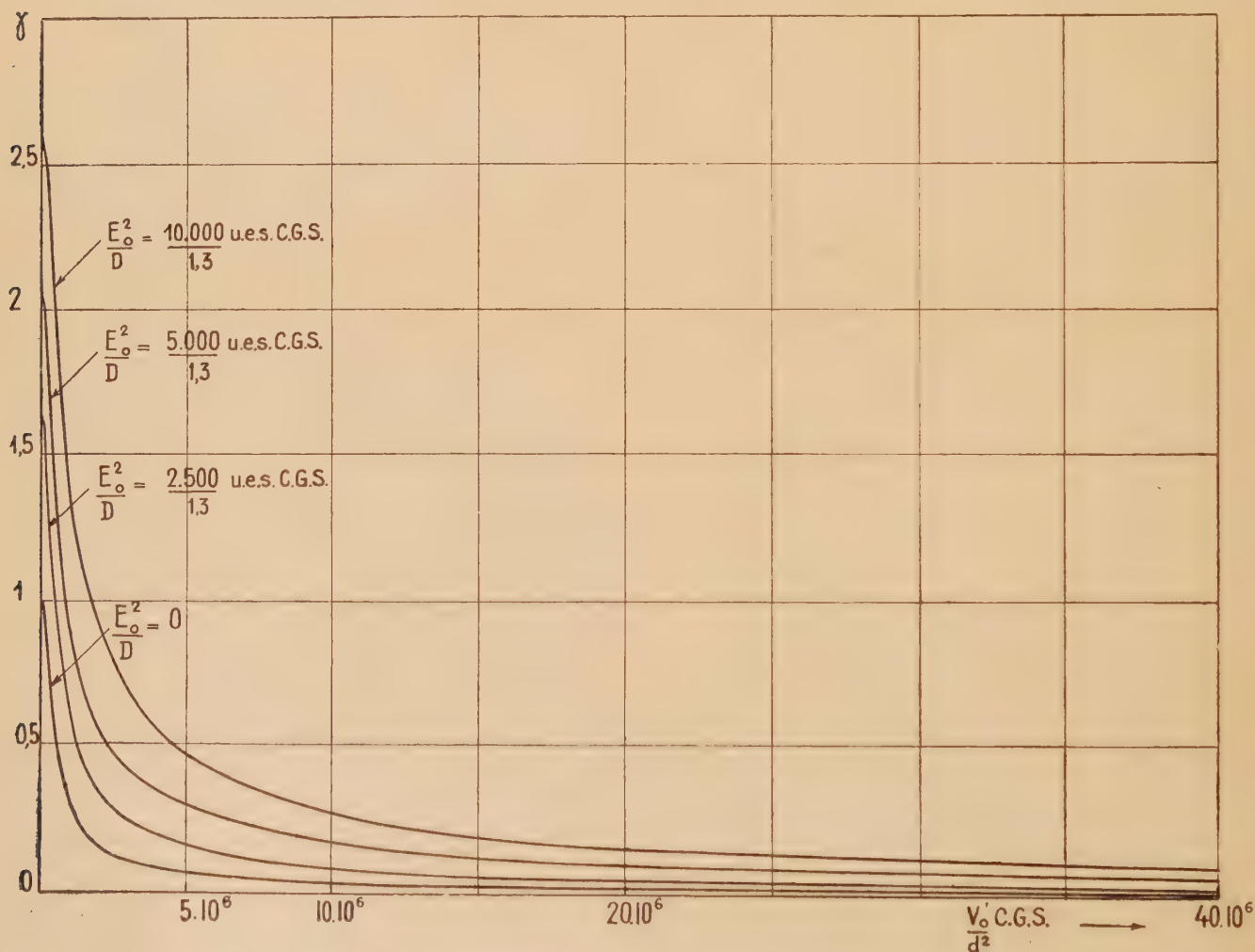


FIG. 14. — Coefficient de captation γ d'un conducteur cylindrique pour différentes valeurs de $\frac{E_0^2}{D}$ en fonction de $\frac{V_0'}{d^2}$.
Pour $\frac{E_0^2}{D} = 0$ les valeurs du coefficient de captation sont données par la relation (22).

la précision du coefficient de captation déterminé graphiquement, l'erreur absolue sur γ ne dépasse pas 0,015. Remarquons que la précision avec laquelle est déterminé le coefficient de captation augmente quand la valeur du coefficient de captation augmente elle-même, la précision augmente donc en même temps que les différentes valeurs de $\frac{E_0^2}{D}$. Ceci peut être vérifié par comparaison des

valeurs du coefficient de captation $\gamma = \frac{2K}{D}$ calculées en donnant à K la valeur déterminée par la relation (15) (courbe $\frac{V'_0}{d^2} = 0$ sur la figure 15), avec les valeurs du coefficient de captation déterminées graphiquement. L'erreur absolue sur γ est inférieure à 0,015.

CHAPITRE III

COEFFICIENT DE CAPTATION γ D'UN CYLINDRE DE RÉVOLUTION DANS LE CAS D'UN VENT HORIZONTAL NORMAL AUX GÉNÉRATRICES DU CYLINDRE (CAS GÉNÉRAL) [12].

1. PRINCIPE DE LA MÉTHODE GRAPHIQUE

Pour des vitesses d'entraînement supérieures au mètre par seconde, le terme d'inertie relatif aux gouttelettes de brouillard $\delta \frac{dV}{dt}$ n'est plus négligeable. L'équation qui définit le mouvement d'une gouttelette de brouillard au point M voisin d'un

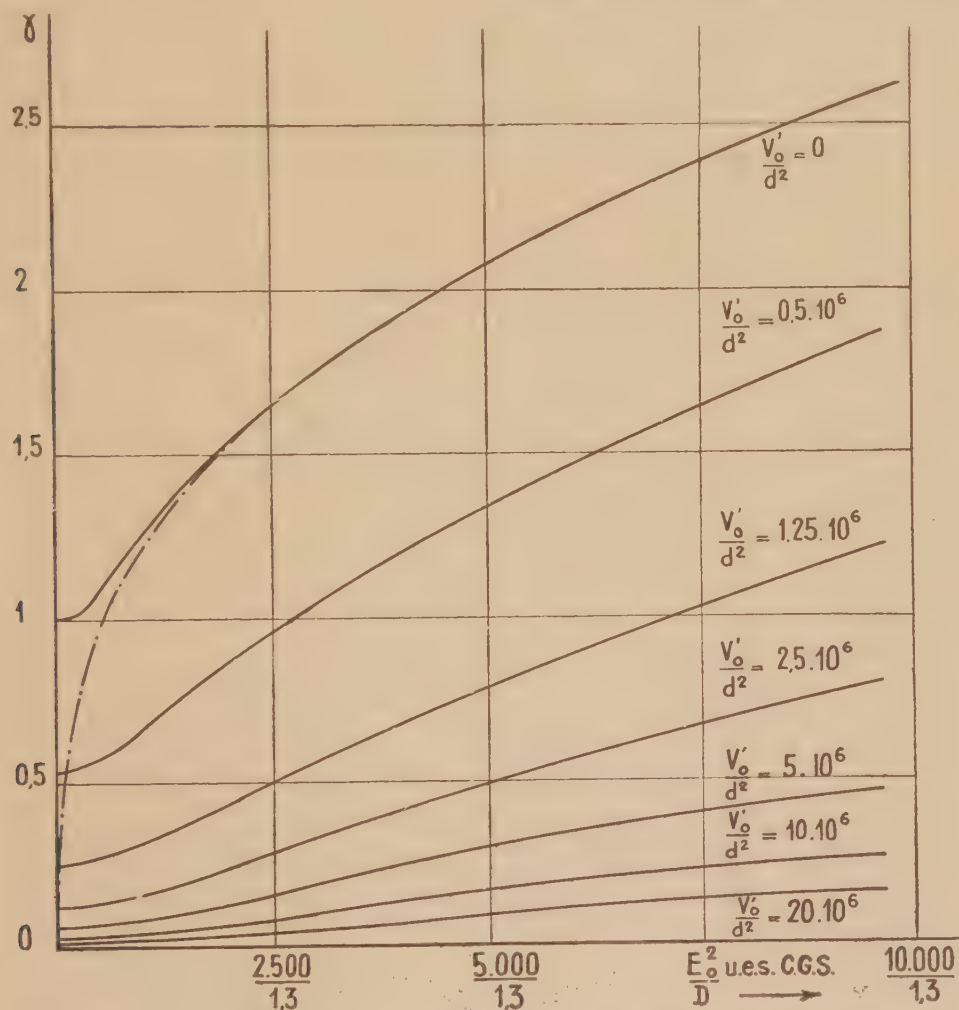


FIG. 15. — Coefficient de captation γ d'un conducteur cylindrique pour différentes valeurs de $\frac{V'_0}{d^2}$ en fonction de $\frac{E_0^2}{D}$.
Pour $\frac{V'_0}{d^2} = 0$, les valeurs du coefficient de captation $\gamma = \frac{2K}{D}$ sont calculées avec K donné par la relation (15). La courbe en trait mixte (valable pour $\frac{E_0^2}{D} > 1.450$ u.e.s.C.G.S.) donne les valeurs de γ calculées à partir de la relation simplifiée (16).

conducteur cylindrique est alors l'équation vectorielle (12). Dans ce cas, les relations de similitude (11) se ramènent à trois. Ces conditions sont définies par les trois relations :

$$\left(\frac{1}{g}\right) \frac{V_0'^2}{D} = \text{constante}, \quad \left(\frac{\delta'v}{\delta g}\right) \frac{V_0'}{d^2} = \text{constante},$$

$$\left(\frac{\lambda}{\delta g}\right) \frac{E_0^2}{D} = \text{constante}.$$

Une méthode graphique permet encore de tracer approximativement les trajectoires. Considérons la trajectoire passant par M. Soient dans le plan de la trajectoire (fig. 16) MT la tangente à la tra-

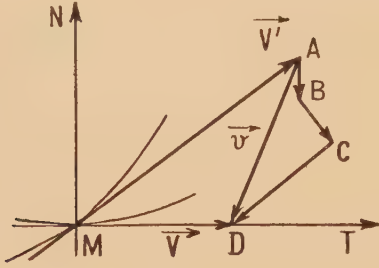


FIG. 16.

jectoire et MN la normale. L'équation (12) peut s'écrire :

$$\vec{v} = -\frac{\delta d^2}{18\delta'v} \frac{d\vec{V}}{dt} + \frac{\delta d^2}{18\delta'v} \vec{g} - \frac{\lambda}{96\pi} \frac{d^2 E_0^2 D^2}{\delta'v \rho^4} \vec{\rho}$$

et être représentée par les vecteurs vitesse :

$$\vec{AB} = \frac{\delta d^2}{18\delta'v} \vec{g},$$

$$\vec{BC} = -\frac{\lambda}{96\pi} \frac{d^2 E_0^2 D^2}{\delta'v \rho^4} \vec{\rho},$$

$$\vec{CD} = -\frac{\delta d^2}{18\delta'v} \frac{d\vec{V}}{dt},$$

$$\vec{AD} = \vec{v}.$$

En tenant compte de la relation $\vec{V} = \vec{V}' + \vec{v}$, le vecteur $\vec{CD}$ est déterminé, ainsi que ses projections u_1 et u_2 , sur MT et MN. Si nous désignons par R le rayon de courbure de la trajectoire au point M, les équations intrinsèques du mouvement de la gouttelette de brouillard s'écrivent :

$$\frac{dV}{dt} = -u_1 \frac{18\delta'v}{\delta d^2}, \quad (22)$$

$$\frac{V^2}{R} = u_2 \frac{18\delta'v}{\delta d^2}. \quad (23)$$

L'équation (23) donne la valeur du rayon de

courbure au point M. Nous avons ainsi la possibilité de tracer un élément de cercle osculateur à la trajectoire assimilable à un élément ΔS de trajectoire passant au point M. En tenant compte de la relation $dS = Vdt$, l'équation (22) donne l'accroissement fini de vitesse ΔV correspondant à l'élément de trajectoire ΔS choisi suffisamment petit.

Assez loin du conducteur les forces électriques peuvent être négligées et les trajectoires des gouttelettes de brouillard considérées comme rectilignes, la vitesse sur la trajectoire prend la valeur :

$$\vec{V}_0 = \vec{V}'_0 + \frac{d^2 \delta}{18\delta'v} \vec{g}.$$

Pour obtenir une trajectoire, nous prendrons donc comme point de départ un point M_0 suffisamment éloigné du conducteur. Si cette trajectoire ne rencontre pas le conducteur, nous prendrons un nouveau point de départ M'_0 plus près de l'axe Ox . Nous arriverons ainsi à tracer les deux trajectoires limites permettant de déterminer le coefficient de captation γ (fig. 17).

Lorsque les forces d'inertie sont petites sans

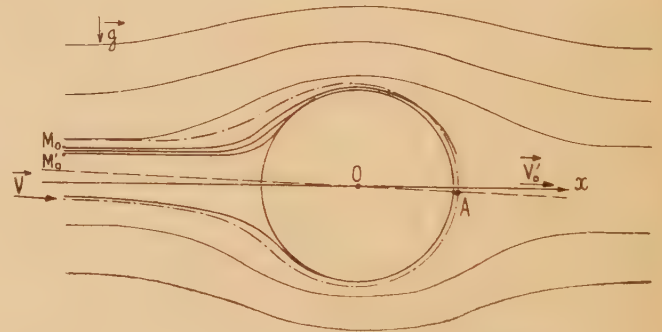


FIG. 17. — Allure des trajectoires limites pour $D = 1,3 \text{ cm}$ $E_0 = 100 \text{ u.e.s.C.G.S.}$, $V'_0 = 40 \text{ cm/s}$, $d = 20 \mu$.
Les courbes en traits mixtes représentent les trajectoires limites obtenues en négligeant l'inertie.

toutefois être négligeables par rapport aux forces électriques, cette méthode conduit à choisir un ΔS petit. Il est possible, pour faciliter la construction graphique, de prendre un ΔS plus grand que ne le permet la méthode qui vient d'être exposée ci-dessus, à condition de tenir compte du changement apporté au mouvement pendant le temps Δt .

2. APPLICATION DE LA MÉTHODE GRAPHIQUE DANS LE CAS OU LES FORCES D'INERTIE SONT PETITES

La figure 18 montre comment on peut tenir compte du changement apporté au mouvement

pendant le temps Δt correspondant à l'élément de trajectoire ΔS .

Soient à nouveau MT la tangente à la trajectoire et MN la normale. Supposons connue la vitesse $\vec{V}_M$ de la gouttelette de brouillard au point M, nous pouvons alors porter un vecteur $\vec{MD} = \vec{V}_M \times \Delta t$, puis nous portons un élément d'une ligne d'écoulement passant par M et de longueur

$$\vec{MA} = \vec{V}'_M \times \Delta t$$

puis un vecteur

$$\vec{AB} = \frac{\partial d^2}{18\partial'v} \vec{g} \times \Delta t$$

et enfin un vecteur

$$\vec{BC} = -\frac{\lambda d^2 E_0^2 D^2}{96\pi \partial'v \varphi^4} \vec{c} \times \Delta t.$$

Soient c la projection du point C, et m_1 la projection du point M_1 sur MT; si l'angle que fait la

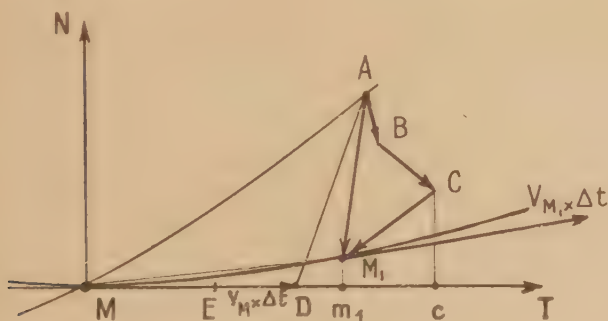


FIG. 18.

corde MM_1 sous-tendue par l'élément de trajectoire ΔS avec la tangente MT à la trajectoire au point M est suffisamment petit, l'accroissement fini de vitesse $\Delta V = V_M - V_{M_1}$ pendant l'accroissement

fini de temps Δt peut être représenté par $\frac{Dm_1}{\Delta t}$.

L'élément $\overline{Dm_1}$ peut être calculé :

$$\overline{Dm_1} = \overline{Dc} \left[\frac{\frac{18\partial'v}{\partial d^2} \Delta t}{1 + \frac{18\partial'v}{\partial d^2} \Delta t} \right]$$

et le module de la vitesse $\vec{V}_{M_1}$ de la gouttelette de brouillard au point M_1 est ainsi connu :

$$V_{M_1} = V_M + \frac{\overline{Dm_1}}{\Delta t},$$

l'élément de trajectoire $\Delta S = \widehat{MM_1}$ aura pour longueur :

$$\Delta S = V_{M_1} \times \Delta t.$$

Pour connaître maintenant la position du point M_1 , il faut calculer $M_1 m_1$. En remarquant que $\overline{M_1 m_1} = \frac{(\Delta S)^2}{2R}$, toujours avec l'hypothèse que l'angle $\widehat{M_1 M m_1}$ est faible, nous avons :

$$M_1 m_1 = \overline{Dc} \left[\frac{\frac{18\partial'v}{2\partial d^2} \Delta t}{1 + \frac{18\partial'v}{2\partial d^2} \Delta t} \right].$$

Il est possible maintenant de tracer, soit la tangente à la trajectoire au point M_1 en joignant le milieu E de Mm_1 au point M_1 pour les valeurs élevées du rayon de courbure, soit un arc de cercle dont le centre est situé sur MN et de rayon

$$R = \frac{(\Delta S)^2}{2M_1 m_1}.$$

Cette méthode permet de faire intervenir les forces d'inertie dans le tracé des trajectoires quelle que soit leur importance relative.

3. APPLICATIONS NUMÉRIQUES

Nous avons obtenu par cette méthode les valeurs du coefficient de captation γ en fonction de la vitesse d'écoulement V'_0 de l'air brumeux pour $E_0 = 100$ u.e.s. C.G.S., $D = 1,3$ cm, $d = 20.10^{-4}$ cm.

Les courbes de la figure 19 montrent l'influence du champ électrique sur le coefficient de captation γ en fonction de la vitesse d'écoulement V'_0 de l'air brumeux. Elles montrent aussi quelle méthode simple il convient d'utiliser pour calculer le coefficient de captation γ suivant les vitesses d'écoulement V'_0 . Les équations utilisées définissant le mouvement d'une gouttelette de brouillard étant :

- 1° Pour la courbe (a), l'équation (12).
- 2° Pour la courbe (b), l'équation (13).
- 3° Pour la courbe (c), l'équation

$$\partial \frac{d\vec{V}}{dt} = -\frac{18\partial'v}{d^2} \vec{v}. \quad (24)$$

Sont seules considérées les forces d'inertie et les forces de résistance de l'air.

4° Pour la courbe (d), l'équation

$$-\frac{18\delta'\gamma}{d^2}\vec{v} + \delta\vec{g} = 0. \quad (25)$$

Sont seules considérées les forces de pesanteur et les forces de résistance de l'air, γ est alors défini par l'équation (22).

à l'intérieur d'une nasse de diamètre $\phi = 40$ centimètres. Le champ électrique E_0 à la surface du conducteur est obtenu en portant celui-ci à un certain potentiel U_0 par rapport à la nasse qui est reliée à la terre. La source de tension continue utilisée est une source classique permettant d'obtenir 80 kV. La tension U_0 est mesurée à l'aide d'un

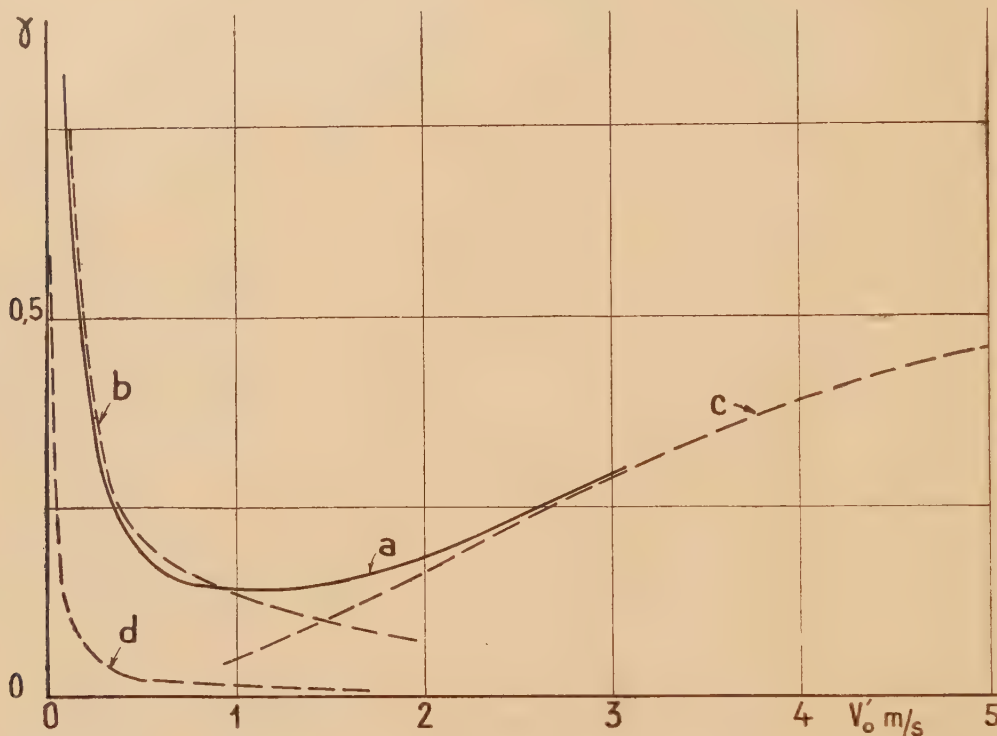


FIG. 19. — La courbe *a* représente le coefficient de captation γ en fonction de la vitesse d'écoulement V'_0 de l'air brumeux, pour $D = 1,3$ cm, $E_0 = 100$ u.e.s.C.G.S., $d = 20 \cdot 10^{-4}$ cm.

CHAPITRE IV

VÉRIFICATION EXPÉRIMENTALE DE LA THÉORIE GÉNÉRALE DANS LE CAS PARTICULIER D'UN CONDUCTEUR CYLINDRIQUE, L'AIR ÉTANT SUPPOSÉ IMMOBILE

Il s'agit d'observer et de photographier les trajectoires de gouttelettes de brouillard au voisinage d'un conducteur cylindrique chargé.

1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Le schéma du montage est représenté par la figure 20 et les photographies d'ensemble par les figures 21, 22 et 23.

a) Conducteur cylindrique chargé

Le conducteur est constitué par un tube de laiton A cylindrique de diamètre $D = 1,2$ cm centré

voltmètre électrostatique du type Abraham et Villard.

b) Formation des gouttelettes de brouillard

Les gouttelettes de brouillard doivent être formées sans apporter de perturbation dans l'espace environnant le conducteur. Pour cela, nous nous sommes servis d'un pulvérisateur utilisant seulement l'eau sous pression; un tel pulvérisateur donne des gouttelettes dont les diamètres varient de quelques microns à deux cents microns. Afin d'obtenir seulement de fines gouttelettes par élimination des grosses, le jet du pulvérisateur est dirigé, à l'intérieur d'une boîte métallique, sur un plan incliné à 45° ; l'eau en excès s'écoule le long des parois verticales de la boîte et les gouttelettes de brouillard tombent par une ouverture ménagée à la partie inférieure de la boîte dans la nasse dans une région B représentée sur la figure 20. Un obturateur permet de ne laisser tomber les gouttes que pendant un temps court,

c) Elimination des gouttelettes chargées

Les gouttelettes trop fortement chargées par frottement à la sortie du pulvérisateur sont éliminées en passant dans un champ électrique uniforme horizontal créé par deux plateaux verticaux distants de 3 centimètres, l'un étant relié à la terre, l'autre porté à un potentiel de 15.000 volts à l'aide d'un petit poste auxiliaire H.T. continue.

d) Elimination des courants de convection

Afin d'éviter les mouvements de convection de l'air dus aux différences de température, la nasse

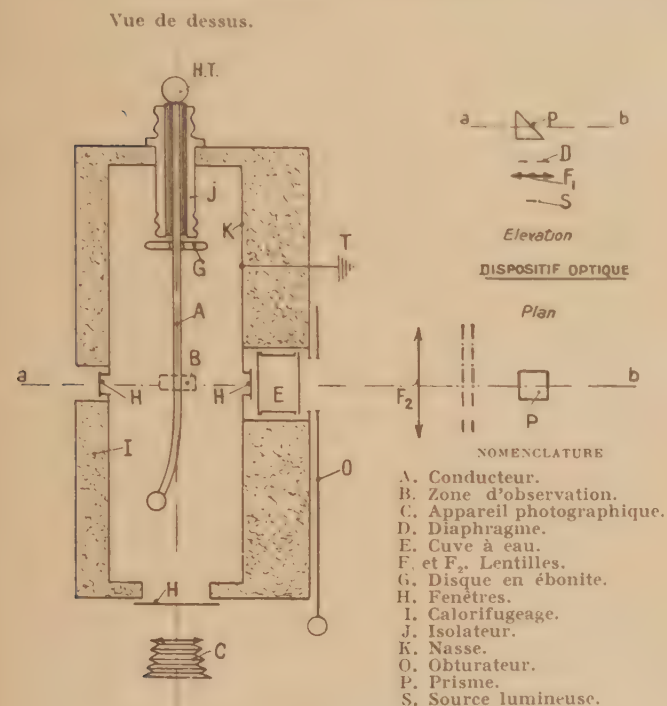


FIG. 20. — Schéma de l'installation.

doit être calorifugée. Dans ce but la nasse est placée dans une boîte de contre-plaqué remplie de papier d'amiante. La vitesse des gouttelettes de brouillard étant de l'ordre du cm/s, la vitesse maximum des mouvements de convection tolérés doit être inférieure au cm/s.

e) Dispositif optique

Afin d'obtenir une photographie correcte des trajectoires, le plan objet doit être perpendiculaire à l'axe du conducteur. L'axe optique de l'appareil photographique C doit ainsi être confondu avec l'axe du conducteur A. Le champ des trajectoires est rendu entièrement visible de l'objectif en incurvant très légèrement le conducteur à partir du plan objet. On doit s'arranger pour que cette courbure ne modifie pas au-delà des limites acceptables le

champ électrique au voisinage de la région intéressante (fig. 20).

L'éclairage des gouttelettes de brouillard se fait dans une direction perpendiculaire à l'axe du conducteur. Une lampe à vapeur de mercure haute pression du type SP500 est utilisée comme source de lumière S, cette lampe est alimentée par une source de courant alternatif à 50 p.p.s., ce qui permet de relever la vitesse des gouttelettes de brouillard sur leurs trajectoires. Le faisceau lumineux est rendu moins divergent par une première lentille F₁ à courte distance focale (5 cm). A quelques millimètres de cette lentille est placé un diaphragme rectangulaire D de 4 cm sur 0,8 cm, de même dimension que la section du faisceau parallèle à obtenir dans la région B du conducteur. L'image du diaphragme est formée dans la région B par une lentille F₂ dont la distance focale est de 40 centimètres. Afin d'obtenir le maximum de lumière, la lentille F₁ est placée de façon à former l'image de la source sur la lentille F₂. La source S devant fonctionner horizontalement, un prisme posé après le diaphragme D, place la source virtuelle dans une position verticale. Un obturateur O en amiante blanc empêche la chaleur et la lumière de pénétrer dans la nasse quand on n'a pas besoin d'éclairage. Une cuve à eau E de 15 centimètres d'épaisseur absorbe une partie des rayons infrarouges.

Les gouttelettes de brouillard à photographier se déplacent avec des vitesses de l'ordre du cm/s; pour avoir des trajectoires entières dans la zone éclairée (hauteur 5 cm), il est nécessaire de poser plusieurs secondes. Par ailleurs, la quantité de lumière réfléchie par une gouttelette de brouillard et reçue par la plaque en un point déterminé est très faible, une gouttelette d'eau dont par exemple le diamètre est de 20 microns tombe d'un diamètre en 1,5 millièmes de seconde. Pour ces deux raisons, il est nécessaire de réduire au minimum l'intensité des rayons lumineux parasites. A cet effet l'intérieur de la nasse et le conducteur sont peints en noir, un disque d'ébonite G noir à bords arrondis est disposé perpendiculairement au conducteur pour masquer l'isolateur de porcelaine J. Enfin l'objectif de l'appareil photographique employé est un objectif à grande ouverture $\frac{F}{1,8}$ et les plaques photographiques utilisées sont des plaques à grande rapidité⁽³⁾.

⁽³⁾ Avec ce même dispositif optique utilisé par la suite pour d'autres expériences, il a été possible de photographier dans un champ de 20 sur 4 centimètres, les trajectoires de sphérules de verre de 20 microns de diamètre se déplaçant avec des vitesses de l'ordre de 2 mètres par seconde.

2. CONDUITE DE L'EXPÉRIENCE

Une précaution indispensable est de rendre le conducteur parfaitement propre pour éviter l'émission d'ions par des poussières en forme de petits fils accrochés au conducteur. Si de telles poussières subsistent, lorsque le gradient de potentiel à la surface du conducteur est très près du gradient disruptif, les ions qu'elles émettent chargent les gouttelettes de brouillard et celles-ci sont précipitées à la surface de la nasse. Les poussières sont éliminées en nettoyant le conducteur à l'aide d'un chiffon de soie légèrement humide ne formant pas de peluches. Les poussières qui subsistent inévitablement sont brûlées par ionisation en laissant le conducteur sous tension à une valeur supérieure au seuil d'ionisation pendant plus d'une heure, la nasse étant close.

Ensuite la tension appliquée entre le conducteur et la nasse est diminuée jusqu'à une valeur un peu inférieure au seuil d'ionisation et on s'assure que le conducteur n'émet plus d'ions. La tension est alors coupée. Une première pulvérisation d'eau est effectuée pour établir une humidité relative suffisante.

Avant de faire les premières observations, il est nécessaire d'attendre au moins une heure que les températures des différentes parties du système soient en équilibre. L'obturateur O est alors fermé et, l'appareil photographique ayant été préalablement mis au point, la source S est alimentée, le conducteur A est mis sous tension ainsi que les plateaux servant à éliminer les gouttelettes de brouillard trop chargées. L'obturateur de la chambre à brouillard fermé, on fait une pulvérisation pendant environ trente secondes. La pulvérisation terminée, l'obturateur de la chambre à brouillard est ouvert, les gouttelettes de brouillard tombent suivant un tube rectangulaire vers une région voisine du conducteur. Après avoir attendu quelques secondes, l'obturateur O est ouvert, il est possible maintenant d'observer et de photographier les trajectoires des gouttelettes de brouillard au voisinage du conducteur. Si l'observation se prolonge au-delà d'une dizaine de secondes, le conducteur s'échauffe et des courants de convection prennent naissance, il est alors nécessaire d'attendre environ une heure avant de faire une nouvelle observation.

3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Les figures 26 et 27 représentent les photographies des trajectoires de gouttelettes de brouillard

($d < 50\mu$) à proximité d'un conducteur cylindrique de diamètre $D = 1,2$ cm, le champ superficiel E_0 , donné par la relation $E_0 = \frac{U_0}{\frac{D}{2} \log\left(\frac{\Phi}{D}\right)}$ est pour la

figure 26, $E_0 = 47$ u.e.s. C.G.S. (14 kV/cm) et pour la figure 27 $E_0 = 88$ u.e.s. C.G.S. (26,5 kV/cm). La comparaison des trajectoires photographiées avec les trajectoires calculées à partir de la relation (14) et représentées par les figures 24 et 25 montre la concordance des résultats théoriques et expérimentaux. La différence entre les valeurs du coefficient de captation γ calculées et déterminées expérimentalement ne dépasse pas 4 p. 100 de la valeur de γ .

Influence de l'inertie des gouttelettes de brouillard sur l'allure de leurs trajectoires

La figure 28 représente la photographie des trajectoires de gouttelettes d'eau de diamètre d de l'ordre de 80 microns à proximité d'un conducteur cylindrique de diamètre $D = 1,2$ cm; le champ superficiel a pour valeur $E_0 = 88$ u.e.s. C.G.S. (26,5 kV/cm).

Ces trajectoires montrent que l'inertie des gouttelettes d'eau d'un tel diamètre n'est plus négligeable. Remarquons que les brouillards atmosphériques sont en général formés par des gouttelettes d'eau dont le diamètre ne dépasse pas 30 microns, c'est d'ailleurs l'hypothèse que nous avons faite au début de l'exposé. La photographie de ces trajectoires est néanmoins intéressante, elle nous a permis de vérifier expérimentalement la méthode graphique qui fait intervenir l'inertie et exposée au chapitre III. Le coefficient de captation calculé en négligeant l'inertie est dans ces conditions de l'ordre de 15 p. 100 supérieur au coefficient de captation déterminé expérimentalement.

Applications éventuelles des calculs du coefficient de captation γ aux lignes de transport d'énergie électrique à haute tension alternative.

Si nous désignons par ω la pulsation de la tension alternative et par suite celle du champ électrique e_0 à la surface du conducteur, la force d'attraction électrique $\vec{f}$ agissant à l'instant t sur la gouttelette de brouillard située à une distance ρ de l'axe du conducteur a pour expression :

$$\vec{f} = \lambda \left(\frac{d}{2} \right)^3 \frac{D^2 (E_{0 \max} \cos \omega t)^2}{4 \rho^4} \vec{\rho}.$$

La force f est une fonction de e_0^2 , donc toujours



FIG. 21. — Photographie de l'ensemble de l'installation
vue du côté source lumineuse.



FIG. 22. - Photographie de l'ensemble de l'installation
vue du côté observation.



FIG. 23. — Photographie de la nasse et du conducteur.

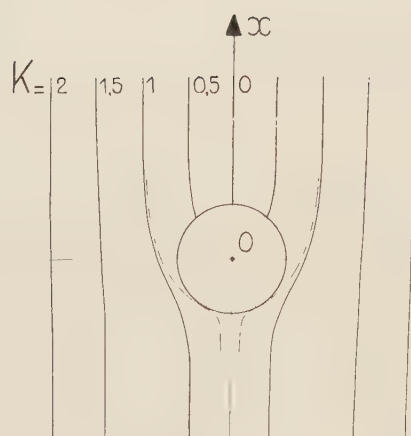


FIG. 24. — Trajectoires calculées pour $E_0 = 14 \text{ kV/cm}$, $D = 1,2 \text{ cm}$.

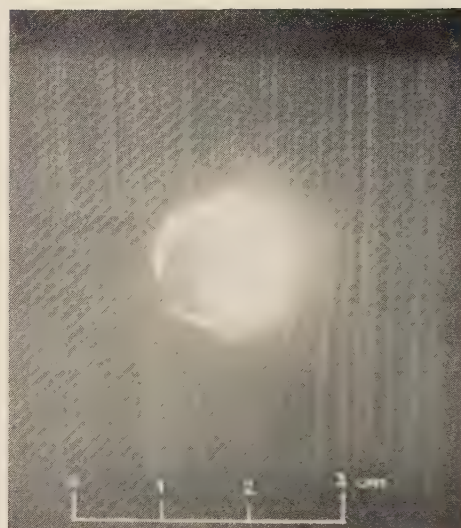


FIG. 26. — Trajectoires photographiées (100 éclairages par seconde) pour $E_0 = 14 \text{ kV/cm}$, $D = 1,2 \text{ cm}$.

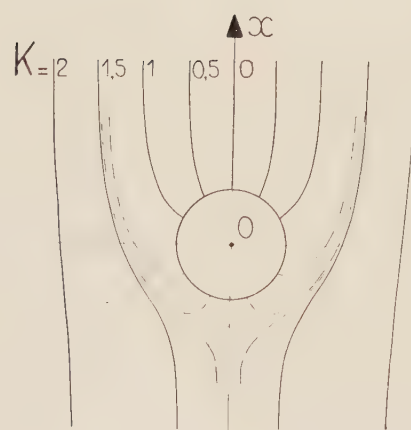


FIG. 25. — Trajectoires calculées pour $E_0 = 26,5 \text{ kV/cm}$, $D = 1,2 \text{ cm}$.



FIG. 27. — Trajectoires photographiées (100 éclairages par seconde) pour $E_0 = 26,5 \text{ kV/cm}$, $D = 1,2 \text{ cm}$.



FIG. 28. — Photographie des trajectoires de gouttelettes d'eau d'un diamètre d de l'ordre de 80μ . (100 éclairages par seconde), pour $E_0 = 26,5 \text{ kV/cm}$, $D = 1,2 \text{ cm}$.



FIG. 30. — Trajectoires de gouttelettes de brouillard photographiées (100 éclairages par seconde) pour $E_0 \text{ eff} = 14 \text{ kV/cm}$, $D = 1,2 \text{ cm}$.



FIG. 34. — Photographie des trajectoires de gouttelettes de brouillard au voisinage d'une goutte d'eau qui émet des ions, en tension alternative pour $D = 1,2 \text{ cm}$, $E_0 \text{ eff} = 14 \text{ kV/cm}$.

dirigée dans le même sens quel que soit le signe de e . S'il est possible de considérer le rapprochement $\Delta\varphi$ comme petit par rapport à φ pendant un temps Δt correspondant à une demi-période, l'allure de la trajectoire d'une gouttelette de brouillard sera sensiblement la même en considérant la force $\vec{F}$ fonction du carré du champ efficace $E_0^2(\text{eff})$.

La figure 29 montre un élément AC de trajectoire correspondant à une demi-période, le vecteur $\vec{AC}$

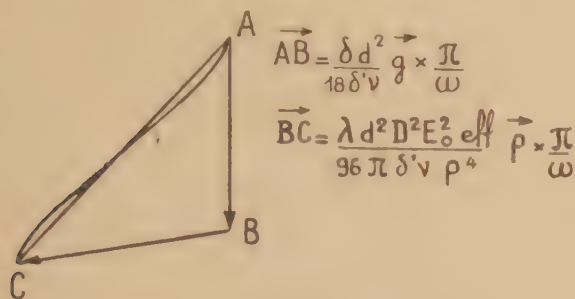


FIG. 29.

représente l'élément de trajectoire obtenu en considérant la tension efficace.

La figure 30 représente la photographie des trajectoires de gouttelettes de brouillard de diamètre d inférieur à 50 microns à proximité d'un conducteur cylindrique de diamètre $D = 1,2$ cm et sous tension alternative ($F = 50$ p.p.s., $E_0(\text{eff}) = 47$ u.e.s. C.G.S., soit 14 kV/cm).

Ces trajectoires sont comparables aux trajectoires de gouttelettes de brouillard photographiées à proximité d'un conducteur sous tension continue ($E_0 = 47$ u.e.s. C.G.S., soit 14 kV/cm, $D = 1,2$ cm) et représentées sur la figure 26.

En résumé, le coefficient de captation d'un conducteur cylindrique établi en tension continue est valable en tension alternative à condition de considérer les tensions efficaces et cela pour des vitesses de déplacement de l'air brumeux assez faibles (par exemple inférieures à 20 cm/s). Pour des vitesses plus importantes il faudrait tenir compte de la variation des forces électriques en fonction du temps et tracer les trajectoires limites pour différents groupes de gouttelettes partant à une distance déterminée du conducteur à des

temps différents compris entre 0 et $\frac{\pi}{\omega}$. La moyenne des coefficients de captation ainsi déterminés donnerait une idée de la captation globale. Il est possible que, dans ce cas, en considérant la tension efficace l'approximation soit encore suffisante.

4. REMARQUES

a) Décharge éventuelle entre gouttelettes de brouillard et conducteur

On peut se demander si une gouttelette neutre qui s'approche d'un conducteur sous tension ne doit pas recevoir une décharge, puis être repoussée avant de toucher le conducteur. Il est possible de savoir s'il n'y aura pas décharge par un calcul approché. Quand la gouttelette neutre s'approche du conducteur, la tension entre la gouttelette et le conducteur décroît; donc si pour un intervalle de 7 microns correspondant à la tension minimum à maintenir entre plans parallèles pour qu'il y ait décharge dans les conditions normales (loi de Paschen), le champ électrique maximum E_{max} à la surface de la gouttelette neutre (fig. 31) est infé-

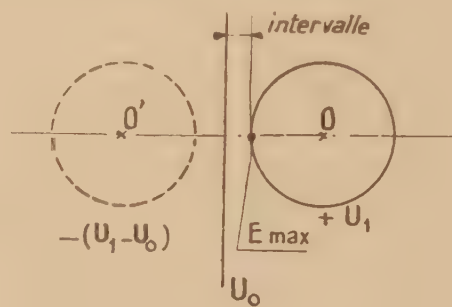


FIG. 31.

rieur au gradient critique correspondant au diamètre de la gouttelette de brouillard, il n'y aura pas décharge avant que la gouttelette n'ait touché le conducteur.

Par exemple, le champ électrique minimum à la surface d'une gouttelette sphérique de 30 microns de diamètre est sensiblement de 1350 u.e.s. C.G.S. pour qu'il y ait émission d'ions. Cette valeur est calculée d'après la relation donnée par Peeck [1] laquelle n'a pas été vérifiée expérimentalement dans le cas de sphères de petite dimension. Notons que dans le cas de cylindres de petite dimension M. Rousse [13] a déterminé expérimentalement les valeurs du gradient critique et en particulier pour un cylindre de 30 microns, M. Rousse trouve une valeur du gradient critique 3 p. 100 plus grande que la valeur du gradient critique calculée en appliquant la relation donnée par Peeck et vérifiée expérimentalement par l'auteur seulement pour des diamètres supérieurs à 100 microns.

Pour obtenir l'ordre de grandeur du champ électrique maximum à la surface de la gouttelette de brouillard, nous assimilerons la surface du conducteur cylindrique à un plan maintenu au

potentiel du conducteur U_0 et la gouttelette à une sphère conductrice maintenue au potentiel de l'équipotentielle U_1 passant par son centre (4). La méthode des influences successives de Murhy combinée avec la méthode des images électriques [14] permet d'obtenir la distribution de l'électricité sur la gouttelette et par suite de calculer le champ électrique $E_{\max}$.

Si nous prenons maintenant un conducteur cylindrique de diamètre $D = 1,2$ cm avec un champ superficiel de 100 u.e.s. C.G.S. (30 kV/cm) et une gouttelette de brouillard neutre de 30 microns de diamètre avec un intervalle de 5 microns entre la gouttelette et la surface du conducteur, le champ électrique maximum à la surface de la gouttelette de brouillard est de 490 u.e.s. C.G.S. Cette valeur est inférieure au gradient critique et la gouttelette neutre, à condition qu'elle soit *suffisamment petite*, entre en contact avec le conducteur sans qu'il y ait décharge. *L'expérience montre qu'il en est ainsi* : les gouttelettes sont effectivement captées.

b) Conducteur cylindrique de petite dimension

Lorsqu'une gouttelette de brouillard s'approche très près d'un conducteur cylindrique chargé, la force électrique a une valeur supérieure à la force donnée par la relation (8). Cette augmentation de la force électrique, en partie compensée par l'augmentation de la résistance qu'oppose l'air au mouvement lorsque la gouttelette de brouillard s'approche très près du conducteur, modifie très peu l'allure des trajectoires limites. Cependant, si les méthodes préconisées au cours de cet exposé devaient être utilisées pour calculer le coefficient de captation dans le cas de fils cylindriques chargés de diamètre D de l'ordre de quelques dizaines de microns, il serait nécessaire pour un conducteur faiblement chargé de tenir compte, indépendamment des modifications apportées au champ aérodynamique, de l'augmentation de la force électrique et de la force de résistance qu'oppose le fluide au mouvement. Pour une valeur élevée de la charge, la valeur du champ électrique E_0 à la surface d'un fil de faible diamètre pouvant être élevée, les trajectoires aboutissant au fil sont

séparées des trajectoires n'y aboutissant pas par une courbe particulière passant loin du fil. Les modifications apportées au mouvement au voisinage immédiat du fil peuvent alors être négligées dans la détermination du coefficient de captation.

CHAPITRE V

QUANTITÉ D'EAU REÇUE PAR CENTIMÈTRE DE CONDUCTEUR ET PAR SECONDE

En désignant par m_1 la masse d'eau liquide par centimètre cube de brouillard, la masse d'eau reçue par centimètre de conducteur et par seconde admet pour expression

$$M_1 = m_1 \gamma D V_0.$$

Au loin du conducteur, les gouttelettes de brouillard sont animées d'une vitesse :

$$\vec{V}_0 = \vec{V}'_0 + \frac{d^2 \delta g}{18 \delta' \gamma}.$$

Dans le cas d'un vent horizontal, le module de cette vitesse est donné par :

$$V_0 = \left[1 + \left(\frac{d^2 \delta g}{18 \delta' \gamma} \right)^2 \frac{1}{V'^2_0} \right]^{\frac{1}{2}} V'_0.$$

Le coefficient de captation γ et la vitesse au loin d'une gouttelette de brouillard sont fonction du diamètre d des gouttelettes; dans le cas général nous pouvons poser :

$$M_1 = m_1 \varphi(d).$$

Nous avons jusqu'à présent supposé un brouillard homogène constitué par des gouttelettes de diamètre identique. Dans un brouillard naturel les diamètres des gouttelettes sont différents. Soit $f(d)$ la courbe de répartition en masse d'un brouillard, nous pouvons en multipliant par un facteur convenable avoir :

$$\int_0^\infty f_1(d) \Delta d = m_1,$$

$f_1(d)$ représentant la courbe de répartition en masse par unité de volume de ce brouillard. La masse d'eau ΔM_1 reçue par centimètre de conducteur et par seconde correspondant aux gouttelettes de brouillard dont les diamètres sont compris entre d et $d + \Delta d$ peut s'écrire :

$$\Delta M_1 = f_1(d) \cdot \varphi(d)$$

(4) Cette hypothèse est raisonnable; en effet, l'étude complète de la distribution de l'électricité sur deux sphères conductrices, dont l'une de diamètre D est chargée et l'autre de diamètre d est neutre, montre que l'équipotentielle correspondant au potentiel de la sphère neutre passe d'autant plus près de son centre que le diamètre D de la sphère chargée est grand, l'intervalle entre les deux sphères et le diamètre d de la sphère neutre restant constants. Par exemple, pour $D = 160$ microns, $d = 20$ microns et un intervalle de 5 microns entre sphères, l'équipotentielle correspondant au potentiel de la sphère neutre passe à environ 1 micron de son centre.

et M_1 peut se mettre sous la forme :

$$M_1 = \int_0^{\infty} f_1(d) \cdot \varphi(d) \cdot \Delta d.$$

Cette relation permet d'obtenir une valeur approchée de la quantité d'eau M_1 reçue par centimètre de conducteur et par seconde dans le cas d'un brouillard naturel dont la répartition en nombre ou en masse est connue ainsi que la masse d'eau liquide par cm^3 contenue dans ce brouillard.

Si la vitesse de l'air est nulle, la vitesse des gouttelettes de brouillard au loin prend la valeur :

$$V_{\infty} = \frac{\partial g}{18 \delta' \gamma} d^2,$$

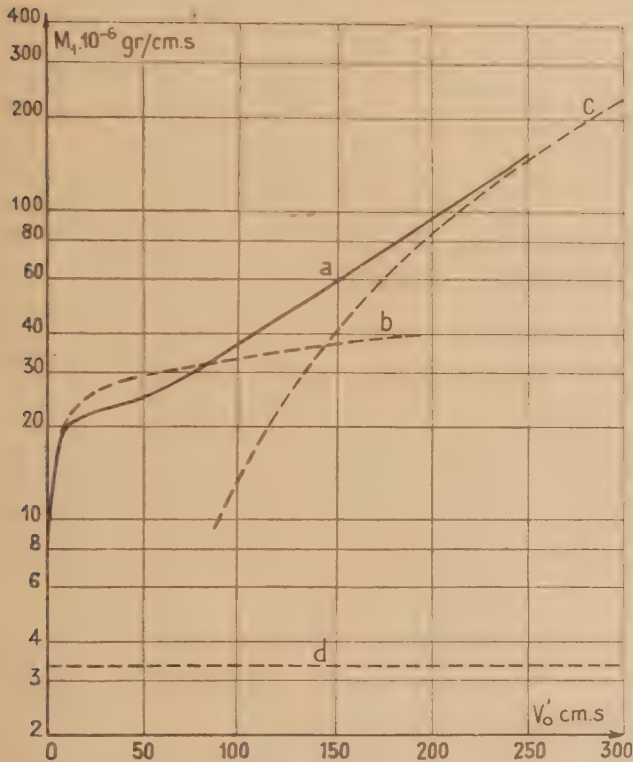


FIG. 32. — La courbe *a* représente la quantité d'eau M_1 déposée par cm de conducteur et par seconde en fonction de la vitesse d'écoulement V'_0 de l'air brumeux pour $D = 1,3 \text{ cm}$, $E_0 = 100 \text{ u. e. s. C. G. S.}$, $d = 20 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$, $m_1 = 2 \cdot 10^{-6} \text{ g/cm}^3$.

le coefficient de captation est donné par la relation (16) :

$$\gamma = \left(\frac{9}{4} \frac{\lambda E_0^2}{\partial g D} \right)^{\frac{1}{3}}$$

En posant pour simplifier l'écriture :

$$A = \frac{\left(\frac{9}{4} \lambda E_0^2 D^2 \partial g^2 \right)^{\frac{1}{3}}}{18 \delta' \gamma},$$

la quantité reçue $M_1 = m_1 A d^2$ prend alors la valeur :

$$M_1 = A \int_0^{\infty} f_1(d) \cdot d^2 \cdot \Delta d. \quad (26)$$

Les courbes de la figure 32 montrent l'influence du champ électrique sur la quantité d'eau M_1 que nous avons calculée, déposée par centimètre de conducteur et par seconde, en fonction de la vitesse d'écoulement V'_0 de l'air brumeux pour $D = 1,3 \text{ cm}$, $E_0 = 100 \text{ u. e. s. C. G. S.}$, $d = 20 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$, $m_1 = 2 \cdot 10^{-6} \text{ g/cm}^3$.

Les équations qui définissent le mouvement d'une gouttelette de brouillard sont :

- 1° Pour la courbe (a), l'équation (12);
- 2° Pour la courbe (b), l'équation (13);
- 3° Pour la courbe (c), l'équation (24);
- 4° Pour la courbe (d), l'équation (25).

Nous verrons au chapitre VII les conséquences que l'on peut tirer des résultats précédents.

CHAPITRE VI

QUANTITÉ D'EAU MINIMUM PAR CENTIMÈTRE DE CONDUCTEUR POUR QU'IL Y AIT FORMATION DE GOUTTES SUSCEPTIBLES D'ÉMETTRE DES IONS

La quantité d'eau minimum par centimètre de conducteur pour qu'il y ait formation de gouttes susceptibles d'émettre des ions a été déterminée

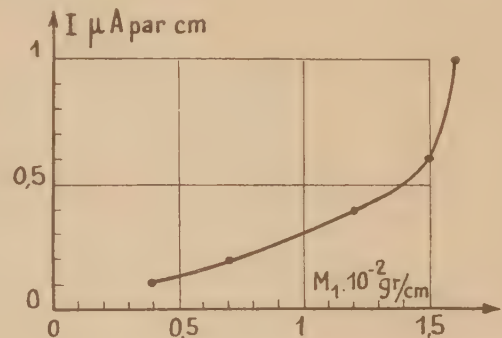


FIG. 33. — Courant de perte I en fonction de la quantité d'eau M_1 déposée par cm de conducteur lisse de diamètre $D = 1,2 \text{ cm}$ et avec un champ superficiel $E_0 = 30 \text{ kV/cm}$.

expérimentalement pour un conducteur cylindrique lisse de diamètre $D = 1,2 \text{ cm}$ et un champ superficiel $E_0 = 30 \text{ kV/cm}$.

L'essentiel du dispositif utilisé est un conducteur cylindrique qui présente une partie centrale constituée par un tube léger et démontable de 1 mètre

de longueur, le conducteur est centré à l'intérieur d'une nasse en toile métallique à larges mailles avec anneaux de garde. La partie centrale du conducteur facilement démontable permet de connaître par simple pesée la quantité d'eau correspondant à chacune des valeurs du courant d'ionisation et déposée sur ce conducteur. Il est nécessaire de s'assurer que, pendant l'opération, le degré hygrométrique de l'atmosphère dans laquelle on travaille est suffisant pour ne pas modifier la quantité d'eau déposée sur ce conducteur. Le brouillard est formé par deux pulvérisateurs à air comprimé dont les jets sont dirigés vers le conducteur.

Le courant de perte en fonction de la quantité d'eau déposée sur le conducteur est représenté par la courbe de la figure 33.

Formation et disposition des gouttes sur le conducteur

Le conducteur utilisé est un tube de laiton lisse qui se mouille difficilement. Aussi les gouttelettes de brouillard qui entrent en contact avec le conducteur restent à peu près à leur point d'impact. Au début du phénomène les gouttelettes très voisines se rassemblent pour former de nombreuses et fines gouttes d'eau réparties à peu près uniformément à la surface du conducteur, ensuite les gouttelettes de brouillard se précipitent de préférence sur les gouttes déjà formées à cause de la déformation des lignes de force du champ électrique due à ces gouttes d'eau. Avant l'émission d'ions le phénomène de captation est peu modifié par la présence des petites gouttes à la surface du conducteur.

Au début de l'émission seules quelques gouttes isolées suffisamment grosses se mettent en pointe et émettent des ions; en tension continue les gouttelettes de brouillard traversant les régions ionisées se chargent par captation d'ions de même signe que le signe du potentiel auquel est porté le conducteur et sont ainsi repoussées. Malgré cela, le conducteur capte encore des gouttelettes de brouillard dans les régions où les gouttes d'eau n'émettent pas encore d'ions, mais la rapidité de captation décroît quand le courant d'ionisation augmente. Les gouttes d'eau, qui émettent des ions, perdent de l'eau par expulsion de fines gouttelettes au voisinage de la pointe et quand leur volume devient insuffisant, elles cessent d'émettre. Ces gouttes sont alors susceptibles d'être à nouveau alimentées par captation de gouttelettes de brouillard. Au bout d'un certain temps le conducteur ruisselle et l'émission se fait également par les gouttes qui pendent sous le conducteur.

Remarquons qu'en tension alternative l'émission d'ions des deux signes n'empêche pas la captation, le phénomène est néanmoins fortement perturbé aussi bien par la charge alternative que prennent successivement les gouttelettes de brouillard que par le vent électrique. La figure 34 (voir planche hors texte) représente la photographie des trajectoires de gouttelettes de brouillard à proximité d'un conducteur lisse de 1,2 cm de diamètre sous tension alternative lorsqu'une goutte pendante émet des ions. Cette photographie montre qu'en tension alternative, le conducteur capte encore des gouttelettes de brouillard dans une région où une goutte d'eau émet des ions.

CHAPITRE VII

APPLICATION NUMÉRIQUE ET CONCLUSIONS TECHNIQUES

Soit par exemple un conducteur cylindrique dont le diamètre est $D = 1,2$ cm, le champ superficiel $E_0 = 30$ kV/cm. Supposons la vitesse de l'air négligeable $V_0' = 0$, la masse M_1 d'eau déposée par centimètre de conducteur et par seconde est donnée par la relation (26). Nous avons :

$$A = 1,04.10^6 \text{ u.e.s. C.G.S.}$$

Supposons un brouillard dont le diamètre caractéristique est 13 microns, les grosses gouttelettes ne dépassant pas 30 microns et

$$\int_0^\infty f_1(d) \cdot \Delta d = 2.10^{-6} \text{ g/cm}^3.$$

On a :

$$\int_0^\infty f_1(d) \cdot d^2 \cdot \Delta d \cong 63.10^{-13} \text{ u.e.s. C.G.S.}$$

et $M_1 \cong 6,5.10^{-6}$ grammes par centimètre et par seconde.

Au bout de 26 minutes, nous aurons 10^{-2} grammes d'eau par centimètre de conducteur, quantité d'eau suffisante en général pour que le conducteur émette des ions. Le courant de perte correspondant est de l'ordre de 30 microampères par mètre de conducteur comme on le voit sur la courbe de la figure 33.

En supposant l'air immobile, nous nous sommes placé dans les conditions de captation les plus défavorables. Ainsi pour une vitesse V_0' de l'ordre de 40 centimètres par seconde, la même quantité d'eau serait déposée dans un temps trois fois plus court, c'est-à-dire un peu moins de 10 minutes. Pour des vitesses de plusieurs mètres par seconde, et c'est le cas de nuages entraînés au niveau des lignes H.T. situées à une altitude élevée, les pertes

deviendront importantes aussitôt l'apparition du brouillard au voisinage de la ligne.

Il convient de remarquer (cf. chapitre V), que l'influence de la tension sur la captation du brouillard par une ligne H.T. augmente d'abord avec la vitesse d'écoulement de l'air brumeux, puis diminue jusqu'à devenir négligeable comme on le voit sur les courbes de la figure 32.

L'ensemble des résultats théoriques et expérimentaux obtenus permet de se rendre compte de la rapidité avec laquelle une ligne de transport d'énergie électrique à haute tension continue peut émettre des ions après la formation du brouillard. L'étude expérimentale de l'émission telle qu'elle a été réalisée pour un conducteur lisse de 1,2 cm de

diamètre (cf. chapitre VI) pouvant être aisément reproduite avec des conducteurs de diamètre et de nature différents, pour diverses valeurs du champ superficiel, permet d'estimer l'importance des pertes dans le courant d'une année, suivant l'exposition aux brouillards et aux nuages des lignes H.T. Il peut être intéressant de diminuer ces pertes en augmentant le diamètre des conducteurs [3] sur certains tronçons de ligne H.T. particulièrement exposés aux intempéries.

Notons enfin que les méthodes graphiques utilisées pour déterminer le coefficient de captation, ainsi que les méthodes d'étude expérimentale de l'émission en tension continue, s'appliquent en tension alternative.

TROISIÈME PARTIE

ÉVOLUTION D'UNE GOUTTELETTE D'EAU ÉLECTRISÉE DANS UN NUAGE A TEMPÉRATURE POSITIVE [15]

CHAPITRE PREMIER

COEFFICIENT DE CAPTATION γ D'UNE GOUTTELETTE D'EAU FORTEMENT CHARGÉE ET DE PETITE DIMENSION [16]

1. EQUATION QUI DÉFINIT LE MOUVEMENT D'UNE GOUTTELETTE DE BROUILLARD AU POINT M VOISIN D'UNE GOUTTELETTE ÉLECTRISÉE.

Considérons une gouttelette d'eau électrisée qui tombe verticalement dans le brouillard, nous supposons que sa trajectoire n'est pas modifiée par la présence des gouttelettes de brouillard en raison de leur grand nombre. Sauf au voisinage immédiat de la gouttelette « obstacle », la force électrique est donnée avec une précision suffisante par la relation (9). Nous verrons au chapitre II, § 4, ce que devient cette force quand la gouttelette de brouillard arrive presque en contact avec la gouttelette électrisée.

Les particules captées sont des gouttelettes de brouillard; donc, pour les raisons indiquées dans la deuxième partie de l'exposé (§ 1, chapitre premier) l'équation (7) devient :

$$\delta \frac{d\vec{V}}{dt} = -18 \frac{\delta'v}{d^2} \vec{v} + \delta g - \lambda \frac{3}{2\pi} \frac{q_0^2}{\rho^6} \vec{\rho}. \quad (27)$$

Pour des gouttelettes d'eau électrisées dont le diamètre D est inférieur à 20 microns et dont la charge est au moins égale à $4 \cdot 10^{-4}$ u.e.s. C.G.S.,

1° dans le système d'axes mobile attaché à la gouttelette électrisée, la vitesse d'écoulement du fluide au loin est la vitesse de chute de la gouttelette d'eau électrisée donnée par la loi de Stokes

$$\vec{V}'_0 = -\frac{\delta g D^2}{18\delta'v}; \quad (28)$$

2° la gouttelette « obstacle » étant fortement chargée, la position des trajectoires limites ⁽⁵⁾ permet de négliger la déformation des lignes d'écoulement du fluide à proximité de la gouttelette chargée, et nous admettons :

$$\vec{V}' = \vec{V}'_0;$$

3° le terme d'inertie $\delta \frac{dV}{dt}$ relatif aux gouttelettes de brouillard est négligeable et l'équation (27) s'écrit :

$$-\frac{18\delta'v}{d^2} \vec{v} + \delta g - \lambda \frac{3}{2\pi} \frac{q_0^2}{\rho^6} \vec{\rho} = 0. \quad (29)$$

⁽⁵⁾ La courbe particulière A représente une portion de trajectoire limite et passe loin de la gouttelette « obstacle », voir figure 35.

2. EQUATION DES TRAJECTOIRES ET COEFFICIENT DE CAPTATION

Nous supposons, pour le calcul du coefficient de captation γ dans une région donnée, la hauteur de chute assez petite pour négliger le grossissement de la gouttelette d'eau électrisée par captation de gouttelettes de brouillard.

Considérons les trajectoires situées dans l'un des plans méridiens de la gouttelette électrisée. Prenons comme origine du système d'axes mobile attaché à la gouttelette électrisée, le centre du cercle de diamètre D et comme vecteur origine $\vec{Ox}$ de direction parallèle à $\vec{g}$. Dans ce système d'axes mobile, la vitesse $\vec{V}$ d'une gouttelette de brouillard au point M est dans les conditions indiquées la somme vectorielle de la vitesse relative $\vec{v}$ de la

$$v^5 = \frac{1}{\sin^5 \theta} \left[K^5 - 5\alpha \left(\frac{3}{8} \theta - \frac{3}{8} \sin \theta \cos \theta - \frac{1}{4} \sin^3 \theta \cos \theta \right) \right].$$

C'est l'équation d'une trajectoire passant à l'infini à une distance K de Ox .

Maintenant il est possible de déterminer la valeur de K donnant les trajectoires limites départageant les trajectoires des gouttelettes de brouil-

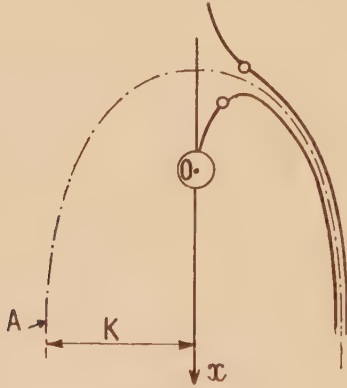


FIG. 35.

lard aboutissant à la gouttelette d'eau électrisée des trajectoires des gouttelettes de brouillard n'aboutissant pas à cette gouttelette.

Pour $\alpha > \frac{D^5}{32}$, deux groupes de ces trajectoires sont limités par la courbe particulière obtenue en faisant $K = \left(\frac{15\pi}{8} \alpha \right)^{\frac{1}{5}}$. Cette courbe particulière est représentée sur la figure 35 par la courbe A.

Le coefficient de captation $\gamma = \frac{(2K)^2}{D^2}$ prend alors la valeur :

$$\gamma = \frac{4}{D^2} \left[\frac{45}{16} \frac{\lambda q_0^2}{\delta g \left(\frac{D^2}{d^2} - 1 \right)} \right]^{\frac{2}{5}}. \quad (30)$$

gouttelette par rapport à l'air donnée par l'équation (29) et de la vitesse d'écoulement de l'air $\vec{V}'$ donnée par l'équation (28) :

$$\vec{V} = \vec{v} + \vec{V}'.$$

L'équation différentielle des trajectoires est obtenue par un calcul analogue à celui donné dans la deuxième partie de l'exposé (chapitre premier, § 2).

Cette équation s'écrit :

$$\frac{d\varphi}{\varphi d\theta} + \frac{\cos \theta}{\sin \theta} + \frac{\alpha}{\varphi^2 \sin \theta} = 0;$$

en posant pour simplifier l'écriture :

$$x = \lambda \frac{3}{2\pi} \frac{q_0^2}{\delta g \left(\frac{D^2}{d^2} - 1 \right)}.$$

Elle admet pour solution :

CHAPITRE II

COEFFICIENT DE CAPTATION γ D'UNE GOUTTELETTE D'EAU CHARGÉE DANS LE CAS GÉNÉRAL

Lorsque la gouttelette d'eau électrisée augmente de volume par captation de gouttelettes neutres de brouillard, sa charge reste constante et son coefficient de captation diminue; la charge q_0 restant constante quand D augmente, la courbe particulière obtenue en faisant $K = \left(\frac{15\pi}{8} \alpha \right)^{\frac{1}{5}}$, s'approche de la gouttelette d'eau électrisée, il est nécessaire dans ces conditions de tenir compte de la déformation des lignes d'écoulement de l'air autour de la gouttelette d'eau électrisée.

1. ECOULEMENT DE L'AIR AUTOUR DE LA GOUTTELETTE D'EAU ÉLECTRISÉE

Pour simplifier le tracé des lignes d'écoulement de l'air autour de la gouttelette d'eau électrisée, nous avons admis un écoulement visqueux pour un diamètre D inférieur à 120 microns⁽⁶⁾ et considéré

⁽⁶⁾ L'erreur faite sur le coefficient de captation γ en considérant un écoulement visqueux augmente quand le diamètre D de la gouttelette électrisée croît, cette erreur est aussi plus importante pour les faibles valeurs du coefficient de captation (quand par exemple d et q_0 sont petits) que pour les valeurs élevées.

A titre d'indication, l'erreur faite sur γ en considérant un écoulement visqueux est de l'ordre de 2 p. 100 pour :

$D = 120$ microns, $d = 20$ microns, $q_0 = 0$ et en C.G.S.:
 $\delta = 1$, $\delta' = 10^{-2}$, $\nu = 17.10^{-2}$ et $g = 980$.

cette gouttelette comme un solide sphérique en raison de sa petite dimension et aussi parce que la viscosité de l'eau est grande devant celle de l'air.

Dans un plan méridien prenons comme origine le centre du cercle de diamètre D et comme vecteur origine $\vec{Ox}$ dirigé dans le sens de l'écoulement (fig. 36).

Dans l'hypothèse d'un écoulement visqueux, la vitesse $\vec{V}$ de l'air au point $M(\rho, \theta)$ est donnée par ses composantes radiale V_r et circulaire V_c [9].

$$V_r = V'_0 \cos \theta \left[1 + \frac{1}{2} \frac{\left(\frac{D}{2}\right)^3}{\rho^3} - \frac{3}{2} \frac{D}{\rho} \right];$$

$$V_c = -V'_0 \sin \theta \left[1 - \frac{1}{4} \frac{\left(\frac{D}{2}\right)^3}{\rho^3} - \frac{3}{4} \frac{D}{\rho} \right].$$

La vitesse d'écoulement de l'air au loin $\vec{V}'_0$ (évaluée par rapport au système d'axes mobile)

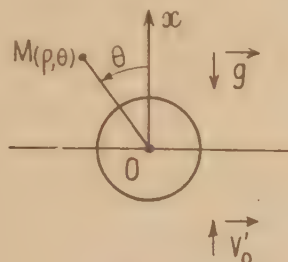


FIG. 36.

est la vitesse de chute de la gouttelette électrisée — $\vec{V}'_0$ donnée par la relation :

$$V'^2 = \frac{4}{3} \frac{\pi D q^2}{C};$$

où C est un coefficient de résistance fonction du nombre de Reynolds.

Les lignes de courant définies par la relation :

$$\left[1 - \frac{3}{2} \frac{D}{\rho} + \frac{1}{2} \frac{\left(\frac{D}{2}\right)^3}{\rho^3} \right] \rho^2 \sin \theta = \text{constante}$$

et les courbes $V' = \text{constante}$ tracées en tenant compte de la relation $V'^2 = V_r'^2 + V_c'^2$ sont représentées par la figure 37. Ces courbes déterminent graphiquement en chaque point du plan la vitesse d'entraînement de la gouttelette de brouillard définie par son module et sa direction.

2. TRACÉ DES TRAJECTOIRES LIMITES DANS LE CAS OÙ LES FORCES D'INERTIE SONT NÉGLIGÉES

Supposons d'abord que les forces d'inertie modifient peu les trajectoires des gouttelettes de

brouillard. Nous utiliserons pour évaluer le coefficient de captation γ une méthode graphique analogue à celle utilisée pour les cylindres dans le cas des faibles vitesses (deuxième partie de l'exposé, chapitre II, § 3). Dans un système d'axes attaché à la gouttelette d'eau électrisée, la vitesse $\vec{V}$ d'une gouttelette de brouillard en un point M est déterminée par la composition de la vitesse relative $\vec{v}$ de la gouttelette par rapport à l'air et de



FIG. 37. — Lignes de courant autour d'une sphère dans le cas d'un écoulement visqueux. Les lignes en traits pointillés représentent les courbes $V' = \text{constante}$.

la vitesse $\vec{V}'$ de l'écoulement de l'air en ce point.

En posant :

$$a = \frac{3\lambda q_0^2}{2\pi \varepsilon_0 g} \quad \text{et} \quad \beta = \frac{\delta g d^2}{18 \varepsilon_0 \gamma}$$

et avec les vecteurs unité $\vec{i}$ et $\vec{j}$ définis par $\vec{g} = -g\vec{i}$ et $\vec{e} = \rho\vec{j}$, la relation qui définit la vitesse relative $\vec{v}$ déduite de l'équation vectorielle (29) s'écrit :

$$\vec{v} = -\beta\vec{i} - \frac{a\beta}{\rho^2}\vec{j}.$$

La vitesse d'écoulement $\vec{V}'$ de l'air est donnée graphiquement par le tracé représenté sur la figure 37.

Nous avons maintenant les éléments nécessaires pour tracer, dans un plan méridien et au voisinage de la gouttelette électrisée, les trajectoires des

gouttelettes de brouillard passant à l'infini à des distances de Ox arbitrairement choisies. Les trajectoires des gouttelettes de brouillard sont symétriques par rapport à Ox , il suffit donc, pour déterminer le coefficient de captation γ , de tracer une trajectoire limite. Pour cela, nous déterminons le point A du plan où la vitesse radiale V_r de la gouttelette de brouillard s'annule en changeant de

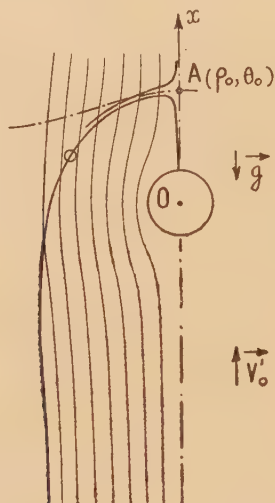


Fig. 38. — Allure d'une trajectoire limite pour $D = 30 \cdot 10^{-4}$ cm, $d = 5 \cdot 10^{-4}$ cm, $q_0 = 4 \cdot 10^{-4}$ u.e.s.C.G.S.

signe, ainsi que la vitesse circulaire V_c . Dans le système d'axes choisi, ce point A a pour coordonnées $\theta_0 = K\pi$ et ρ_0 donné par l'équation :

$$V'_0 \left[1 + \frac{1}{2} \frac{\left(\frac{D}{2}\right)^3}{\rho_0^3} - \frac{3}{2} \frac{D}{\rho_0} \right] - \frac{a\beta}{\rho_0^5} - \beta = 0.$$

Nous prenons ensuite comme point de départ de la trajectoire limite un point voisin du point A (fig. 38). Le coefficient de captation est déterminé par le carré du rapport de l'écartement h , au loin, des deux trajectoires limites, au diamètre D de la gouttelette d'eau électrisée.

3. TRACÉ DES TRAJECTOIRES LIMITES DANS LE CAS GÉNÉRAL

Lorsque le terme d'inertie relatif aux gouttelettes de brouillard $\delta \frac{dV}{dt}$ n'est plus négligeable, l'équation vectorielle (27) qui définit le mouvement d'une gouttelette de brouillard au point M voisin

d'une gouttelette électrisée peut être représentée par les vecteurs vitesse :

$$\vec{AB} = \frac{\delta d^2}{18\delta'v} \vec{g};$$

$$\vec{BC} = -\frac{\lambda d^2 q_0^2}{12\pi\delta'v\epsilon^6} \vec{e};$$

$$\vec{CD} = -\frac{\delta d^2}{18\delta'v} \frac{d\vec{V}}{dt};$$

$$\vec{AD} = \vec{v}.$$

Les trajectoires des gouttelettes de brouillard sont encore des courbes planes, d'ailleurs symétriques par rapport à Ox et situées dans des plans

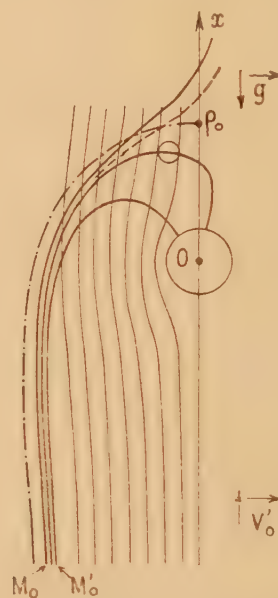


Fig. 39. — Allure des trajectoires pour $D = 40 \cdot 10^{-4}$ cm, $d = 20 \cdot 10^{-4}$ cm, $q_0 = 4 \cdot 10^{-4}$ u.e.s.C.G.S.
La courbe en trait mixte représente une trajectoire limite obtenue en négligeant l'inertie.

méridiens. Que les forces d'inertie soient petites ou importantes par rapport aux autres forces agissant sur la gouttelette de brouillard, nous utiliserons, pour tracer les trajectoires, une méthode graphique analogue à celle utilisée pour les cylindres dans le cas général (deuxième partie de l'exposé, chapitre III, paragraphes 1 et 2).

Comme dans le cas des cylindres, assez loin de la gouttelette « obstacle », les trajectoires des gouttelettes de brouillard peuvent être considérées comme rectilignes, la vitesse sur la trajectoire prend la valeur :

$$\vec{V}_a = \vec{V}'_0 + \frac{d^2 \delta g}{18\delta v}.$$

Pour obtenir une trajectoire, nous prendrons donc comme point de départ un point M_0 suffisamment éloigné de la gouttelette O . Si cette trajectoire ne rencontre pas la gouttelette électrisée O , nous prendrons un nouveau point de départ M'_0 plus près de l'axe Ox . Nous arriverons ainsi à tracer une trajectoire limite permettant de déterminer le coefficient de captation γ (fig. 39).

4. MODIFICATION DES FORCES ÉLECTRIQUES ET DE RÉSISTANCE DE L'AIR PRÈS DE LA GOUTTELETTE CHARGÉE

Lorsqu'une gouttelette de brouillard s'approche très près de la gouttelette d'eau électrisée, la force électrique a une valeur supérieure à la force donnée par la relation (9). Il est nécessaire de montrer dans quelle mesure la relation (9) est applicable au calcul de la force électrique. La présence de la gouttelette de brouillard non chargée électriquement modifie le champ électrique existant autour de la gouttelette d'eau électrisée. Si nous admettons que la gouttelette d'eau électrisée et la gouttelette de brouillard sont conductrices, la méthode des influences successives de Murphy combinée avec la méthode des images électriques [14] permet d'obtenir la distribution de l'électricité sur les deux gouttelettes dont l'une est chargée et l'autre neutre.

La distribution étant connue, il est possible de calculer la force d'attraction de ces deux gouttelettes.

La courbe de la figure 40 donne la force d'attraction de deux gouttelettes en fonction de leur espacement, la gouttelette d'eau électrisée ayant un diamètre $D = 80 \mu$ et portant une charge $q_0 = 4 \cdot 10^{-4}$ u.e.s.C.G.S., la gouttelette de brouillard neutre un diamètre de 30 microns. La courbe en pointillés représente la force d'attraction donnée par la relation (9).

Les résultats obtenus par cette méthode montrent que les forces électriques données par la relation (9) ne sont modifiées qu'au voisinage immédiat de la gouttelette chargée (voir fig. 40), et modifient très peu les trajectoires limites à condition cependant que la gouttelette « obstacle » soit suffisamment chargée. Nous ne tiendrons donc pas compte de cette correction pour tracer les trajectoires dans le cas d'une charge *intéressante* (voir conclusion). Cette augmentation de la force électrique est en outre en partie compensée par l'augmentation de la résistance qu'oppose l'air au mouvement lorsque la gouttelette de brouillard s'approche très près de la gouttelette d'eau électrisée.

Dans le cas d'une charge *intéressante*, l'augmentation de la force électrique, l'augmentation de résistance de l'air et la déformation de l'écoulement dues à la présence de la gouttelette de brouillard très près de la gouttelette d'eau électrisée, ne modifient pas les trajectoires limites d'une façon sensible même lorsque le diamètre de la gouttelette électrisée est du même ordre de grandeur que le diamètre de la gouttelette de brouillard, parce

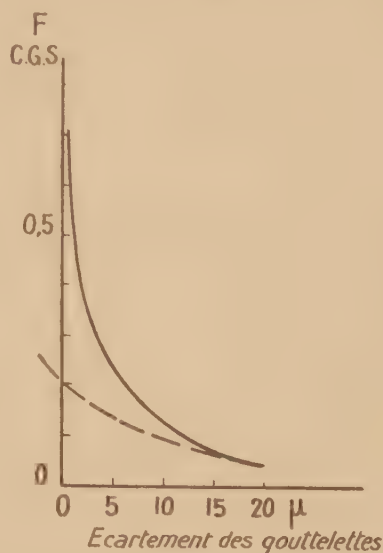


FIG. 40. — Force d'attraction d'une gouttelette de diamètre $D = 80 \mu$ portant une charge $q_0 = 4 \cdot 10^{-4}$ u.e.s.C.G.S. et d'une gouttelette neutre de diamètre $d = 30 \mu$ en fonction de leur espacement.

qu'alors le coefficient de captation est grand et la courbe particulière départageant les trajectoires aboutissant à la gouttelette électrisée des trajectoires n'y aboutissant pas passe loin de la gouttelette électrisée.

REMARQUES

1° Il est possible de savoir, par un calcul approché analogue à celui préconisé dans la deuxième partie de l'exposé au paragraphe 4, du chapitre IV, s'il n'y aura pas décharge entre la gouttelette de brouillard neutre et la gouttelette d'eau électrisée au moment où celles-ci se rapprochent l'une de l'autre.

Le champ électrique maximum $E_{\max}$ à la surface de la gouttelette neutre est facilement calculable puisque nous avons déjà la distribution de l'électricité sur la gouttelette neutre et sur la gouttelette électrisée. Ainsi si nous prenons une gouttelette d'eau électrisée de 80 microns de diamètre portant une charge de $4 \cdot 10^{-4}$ u.e.s.C.G.S., et une gouttelette de brouillard neutre de 30 microns de diamètre avec un intervalle de 5 microns entre gouttelettes,

le champ électrique maximum à la surface de la gouttelette de brouillard est de 70 u.e.s.C.G.S. Cette valeur est très inférieure au gradient critique qui est de 1350 u.e.s.C.G.S.; il n'y aura pas décharge.

2° Notons enfin que la pression électrostatique à la surface de la gouttelette de brouillard est très inférieure à la pression de tension superficielle et lorsque les gouttelettes sont presque en contact (espacement très inférieur au micron) s'il y a déformation, ce qui est peu probable à cause de l'inertie, ce sera pour favoriser la coalescence des deux gouttelettes.

5. VALEURS DU COEFFICIENT DE CAPTATION γ

Les conditions de similitude sont ici incompatibles; nous avons donc évalué, par les méthodes

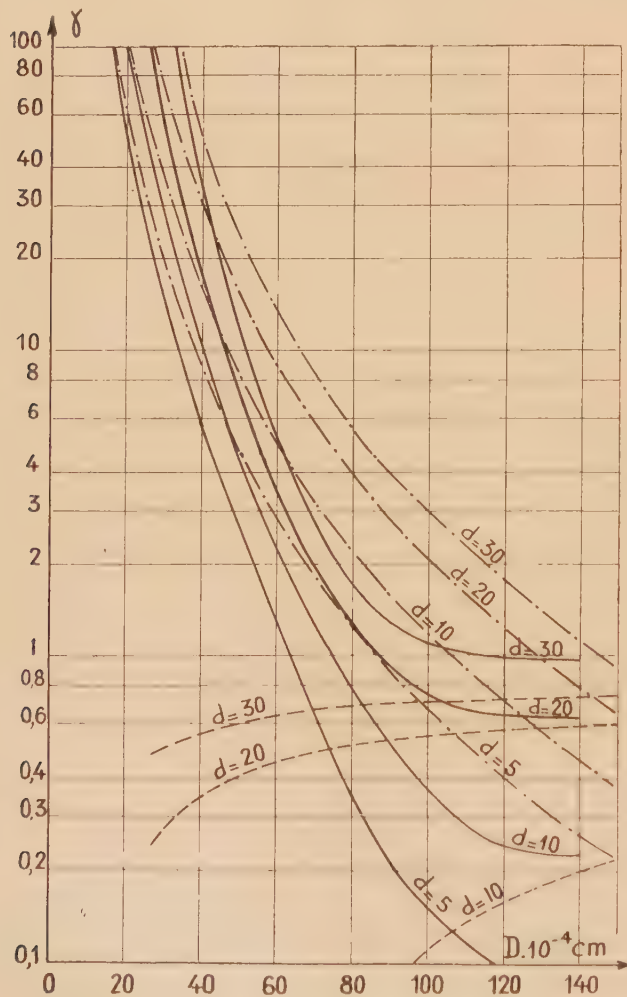


Fig. 41. — Coefficient de captation γ d'une gouttelette d'eau électrisée en fonction de son diamètre D pour différentes valeurs du diamètre d des gouttelettes de brouillard. Les courbes en traits mixtes représentent le coefficient de captation calculé à l'aide de la relation (30). Les courbes en traits pointillés représentent le coefficient de captation d'une gouttelette non électrisée (d'après LANGMUIR).

de calcul exposées, le coefficient de captation pour différentes valeurs du diamètre D de la gouttelette chargée comprises entre 20 et $120 \cdot 10^{-4}$ cm, et pour les valeurs suivantes du diamètre des gouttelettes de brouillard $d = 5, 10, 20, 30 \cdot 10^{-4}$ cm.

La charge est considérée comme constante et égale à $4 \cdot 10^{-4}$ u.e.s.C.G.S. Cette valeur correspond à une charge moyenne réalisable expérimentalement. Les gouttelettes sont considérées comme conductrices. Nous avons donc admis comme coefficient relatif au pouvoir inducteur spécifique, $\lambda = 1$; nous avons pris comme masse spécifique de l'eau, $\delta = 1$ C.G.S.; comme masse spécifique de l'air, $\delta' = 10^{-3}$ C.G.S.; comme viscosité cinématique de l'air, $\nu = 17 \cdot 10^{-2}$ C.G.S. et, comme intensité de la pesanteur, $g = 980$ C.G.S.

Le coefficient de captation ainsi évalué est représenté par les courbes de la figure 41. Pour montrer dans quelles limites la relation (30) est applicable, nous avons donné les valeurs du coefficient de captation calculées à l'aide de cette relation dans laquelle les forces d'inertie et la déformation des lignes d'écoulement autour de la gouttelette électrisée n'interviennent pas. Ces valeurs sont représentées sur la figure 41 par les courbes en traits mixtes. Afin de montrer l'influence de la charge électrique de la gouttelette sur son coefficient de captation en fonction de son diamètre, nous avons représenté les valeurs du coefficient de captation d'une gouttelette électriquement neutre données par Langmuir [5] par les courbes en traits pointillés (fig. 41).

6. REMARQUE SUR LES VALEURS DU COEFFICIENT DE CAPTATION D'UNE GOUTTELETTE ÉLECTRIQUEMENT NEUTRE DONNÉES PAR LANGMUIR.

Le coefficient de captation d'une gouttelette neutre donné par Langmuir est une fonction de

$$K = \frac{1}{9} \frac{\delta d^2 V_0'}{D \delta' \nu}$$

et du nombre de Reynolds $\frac{V_0' D}{\nu}$. Dans ces condi-

tions l'étude des relations de similitude applicables à l'équation (7) montre que l'équation qui définit le mouvement d'une gouttelette de brouillard dans une région voisine de la gouttelette neutre se réduit à la forme :

$$\delta \frac{dV}{dt} = - \frac{\delta' \nu}{d^2} V. \quad (31)$$

La vitesse V_0' est précisément la vitesse de chute de la gouttelette d'eau de diamètre D . La loi de

Stokes est supposée applicable pour les gouttelettes de brouillard de diamètre d et l'action de la pesanteur sur ces gouttelettes est négligée. Pour ces deux raisons, les valeurs du coefficient de captation données par Langmuir ne peuvent être admises que pour un diamètre d des gouttelettes de brouillard petit devant le diamètre D de la gouttelette d'eau, par exemple pour $d \leq \frac{D}{5}$. Quand

d est du même ordre de grandeur que D , bien que nous n'ayons pas évalué le coefficient de captation d'une gouttelette électriquement neutre par un calcul complet pour les raisons exposées au paragraphe 4, on peut dire que le coefficient de captation par inertie est très inférieur à celui donné par Langmuir.

Dans l'hypothèse d'un écoulement visqueux, l'équation (31) définissant le mouvement d'une gouttelette de brouillard, nous avons évalué par une méthode analogue à celle préconisée dans la deuxième partie de l'exposé, au chapitre III, paragraphes 1 et 2, quelques valeurs de γ ; nous retrouvons les valeurs données par Langmuir.

CHAPITRE III

GROSSISSEMENT

D'UNE GOUTTELETTE D'EAU ÉLECTRISÉE

Considérons une goutte d'eau électrisée tombant avec une vitesse $-V'_0$ dans un brouillard contenant m_1 grammes d'eau liquide par centimètre cube. Les gouttelettes d'eau constituant ce brouillard sont supposées de même diamètre d et tombant avec la vitesse $-\frac{d^2 g}{18\delta'v}$.

L'augmentation de masse $\frac{dM}{dt}$ par seconde de la gouttelette électrisée ou la masse M_1 d'eau captée par seconde par la gouttelette électrisée admettent pour valeur :

$$\frac{dM}{dt} = M_1 = m_1 \gamma \pi \frac{D^2}{4} V_0 \quad (32)$$

avec

$$V_0 = V'_0 - \frac{d^2 g}{18\delta'v}.$$

L'augmentation de diamètre correspondant sera :

$$\frac{dD}{dt} = m_1 V_0 \frac{\gamma}{2\delta} \quad (33)$$

Désignons par z la cote d'un plan horizontal arbitrairement choisi, nous avons :

$$\frac{dz}{dt} = V'_0. \quad (34)$$

Des équations (33) et (34), on tire :

$$\frac{dD}{dz} = \frac{m_1 \gamma V_0}{2\delta V'_0}.$$

Le coefficient de captation γ , la vitesse de chute $-V'_0$ de la gouttelette électrisée et la vitesse V_0 d'arrivée des gouttelettes de brouillard sur la gouttelette électrisée loin de celle-ci, sont des fonctions du diamètre D . Si nous considérons que m_1 , δ , δ' et v sont constantes, pendant la croissance du diamètre de la gouttelette électrisée, la distance z parcourue pour que le diamètre de la gouttelette électrisée passe de D_0 à D_1 admet pour expression :

$$z = \frac{2\delta}{m_1} \int_{D_0}^{D_1} \frac{V'_0}{V_0 \gamma} dD \quad (35)$$

et le temps :

$$t = \frac{2\delta}{m_1} \int_{D_0}^{D_1} \frac{1}{V_0 \gamma} dD. \quad (36)$$

Les expressions données par Langmuir :

$$z = \frac{2\delta}{m_1} \int_{D_0}^{D_1} \frac{dD}{\gamma}$$

et

$$t = \frac{2\delta}{m_1} \int_{D_0}^{D_1} \frac{dD}{V'_0 \gamma}$$

ont été établies sans tenir compte de l'action de la pesanteur sur les gouttelettes de brouillard et ne sont donc valables que pour d^2 négligeable devant D^2 .

Dans le cas particulier où les gouttelettes électrisées sont fortement chargées et de petite dimension, le coefficient de captation est donné par la relation (30) :

$$\gamma = \frac{D^2}{4} \left[\frac{45}{16} \frac{\lambda q_0^2}{\delta g \left(\frac{D^2}{d^2} - 1 \right)} \right]^{\frac{2}{5}}$$

La vitesse de chute de la gouttelette d'eau électrisée a pour expression :

$$V'_0 = \frac{\delta g D^2}{18\delta'v},$$

et la vitesse des gouttelettes de brouillard par rapport à la gouttelette chargée loin de celle-ci :

$$-V_0 = \frac{\delta g (D^2 - d^2)}{18\delta'v}.$$

En portant les valeurs de γ , V'_0 et V_0 dans les relations (35) et (36), celles-ci s'écrivent :

$$z = \frac{\delta d^2}{2m_1} \left(\frac{16}{45} \frac{\delta g}{\lambda q_0^2} \right)^{\frac{2}{5}} \int_{D_0}^{D_1} \left(\frac{D}{d} \right)^4 \left(\frac{D^2}{d^2} - 1 \right)^{-\frac{3}{5}} dD; \quad (37)$$

et

$$t = - \frac{9\delta'\nu}{m_1 g} \left(\frac{16}{45} \frac{\delta g}{\lambda q_0^2} \right)^{\frac{2}{5}} \int_{D_0}^{D_1} \left(\frac{D}{d} \right)^2 \left(\frac{D^2}{d^2} - 1 \right)^{-\frac{3}{5}} dD. \quad (38)$$

Pour faciliter l'intégration, il est commode de prendre pour variable réduite $\frac{D}{d}$.

Posons :

$$u = \frac{D}{d}.$$

Les relations (37) et (38) s'écrivent :

$$z = \frac{\delta d^3}{2m_1} \left(\frac{16}{45} \frac{\delta g}{\lambda q_0^2} \right)^{\frac{2}{5}} \int_{D_0}^{D_1} u^4 (u^2 - 1)^{-\frac{3}{5}} du; \quad (39)$$

$$t = - \frac{9\delta'\nu d}{m_1 g} \left(\frac{16}{45} \frac{\delta g}{\lambda q_0^2} \right)^{\frac{2}{5}} \int_{D_0}^{D_1} u^2 (u^2 - 1)^{-\frac{3}{5}} du. \quad (40)$$

Nous pouvons intégrer par une méthode graphique, par exemple pour $1 < u \leq 6$. Pour $u > 6$, il est possible de négliger l'unité devant u^2 en faisant une erreur qui est au maximum de 2 p. 100 pour $u = 6$.

En fonction de D et pour $\frac{D}{d} > 6$, les relations (37) et (38) deviennent :

$$z = \frac{5\delta}{38m_1 d^{\frac{5}{5}}} \left(\frac{16}{45} \frac{\delta g}{\lambda q_0^2} \right)^{\frac{2}{5}} \left(D_0^{\frac{19}{5}} - D_1^{\frac{19}{5}} \right);$$

$$t = - \frac{5\delta'\nu}{m_1 d^{\frac{5}{5}} g} \left(\frac{16}{45} \frac{\delta g}{\lambda q_0^2} \right)^{\frac{2}{5}} \left(D_0^{\frac{9}{5}} - D_1^{\frac{9}{5}} \right)$$

CHAPITRE IV

APPLICATIONS NUMÉRIQUES ET CONCLUSIONS

Soit à étudier le grossissement d'une gouttelette d'eau électrisée tombant dans un brouillard contenant $m_1 = 2.10^{-6}$ grammes d'eau liquide par centimètre cube et dont les gouttelettes ont un diamètre $d = 16.10^{-4}$ cm.

PREMIÈRE HYPOTHÈSE DE CALCUL

Supposons que la gouttelette d'eau électrisée abandonnée dans ce brouillard ait un diamètre initial $D_0 = 30.10^{-4}$ cm (30 microns) et porte une charge $q_0 = 4.10^{-4}$ u.e.s.C.G.S. (charge réalisable expérimentalement).

Les relations (35) et (36) donnent l'espace parcouru et le temps nécessaire à un grossissement donné. Ainsi la gouttelette d'eau électrisée doit tomber de 1,8 mètre (en 34 secondes) pour grossir de 30 à 50 microns, de 15 mètres (en 115 secondes) pour grossir de 50 à 80 microns et de 106 mètres (en 360 secondes) pour grossir de 80 à 140 microns. Soit 510 secondes pour grossir de 30 à 140 microns. Au-dessus de 120 microns, l'effet de la charge électrique sur la captation est négligeable et la croissance de la gouttelette est donnée pratiquement par le calcul de Langmuir pour les gouttelettes neutres. La gouttelette d'eau doit encore tomber de 6.400 mètres (en 1.420 secondes) pour grossir de 140 à 6.000 microns. A titre de comparaison, une gouttelette d'eau *non électrisée* devra, d'après Langmuir, tomber de 300 mètres en 3.740 secondes pour grossir de 30 à 140 microns (au lieu de 510 secondes quand elle est électrisée).

SECONDE HYPOTHÈSE DE CALCUL

Supposons maintenant que la gouttelette électrisée ait initialement le même diamètre que les gouttelettes de brouillard $D_0 = 16.10^{-4}$ cm.

Pour $D = d$, le grossissement de la gouttelette d'eau électrisée donné par la relation (32) n'est plus valable. En réalité, les gouttelettes de brouillard, tombant avec la même vitesse que la gouttelette d'eau électrisée, seront captées dans une large zone entourant cette gouttelette. Sans approfondir l'étude de cette phase transitoire, qui relève de la statistique, on peut dire que la gouttelette d'eau électrisée aura certainement capté une gouttelette de brouillard en un temps court. Le temps T nécessaire, pour qu'une gouttelette de brouillard située à une distance ρ du centre de la gouttelette électrisée atteigne celle-ci, est donné par la relation :

$$T = \frac{2\pi\delta'\nu}{d^2 q_0^2} \rho^6,$$

en supposant la loi de Stokes applicable et D^6 négligeable devant ρ^6 .

Avec notre hypothèse de calcul, le diamètre D de la gouttelette électrisée passera brusquement par captation d'une gouttelette neutre de 16 à 20 microns en moins de 180 secondes.

Supposons maintenant $D_0 = 20$ microns, les relations (39) et (40) permettent de calculer l'espace et le temps nécessaires à la gouttelette électrisée pour atteindre le diamètre de 30 microns. La gouttelette d'eau électrisée doit tomber de 18 centimètres (en 9 secondes) pour grossir de 20 à 30 microns. On se trouve donc ramené très rapidement au calcul précédent.

REMARQUE

Ces calculs sont faits dans l'hypothèse d'une atmosphère parfaitement calme. Cette condition n'est pratiquement jamais réalisée, aussi est-il intéressant de remarquer que ces calculs sont encore valables dans le cas d'un entraînement du système de gouttelettes par un courant d'air, à condition cependant que les forces d'accélération d'entraînement soient négligeables devant les forces agissant sur les gouttelettes de brouillard. L'espace parcouru z est alors l'espace parcouru relatif par rapport au courant. Le temps t reste inchangé.

CONCLUSIONS

Ces résultats montrent que les petites gouttelettes suffisamment chargées grossissent très rapidement sur un court espace et que l'on a intérêt à avoir la charge maximum portée par la gouttelette la plus petite pouvant porter cette charge.

On peut dire aussi que la charge minimum d'une gouttelette, pour que l'électrisation soit intéressante, doit être telle que les forces électriques agissent de façon efficace jusqu'au moment où les forces d'inertie deviennent suffisamment grandes

pour que le coefficient de captation par inertie devienne important.

Ainsi l'utilisation de gouttelettes de 30 microns de diamètre initial portant chacune une charge de $4 \cdot 10^{-4}$ u.e.s.C.G.S. donne sensiblement les mêmes résultats que l'utilisation de gouttelettes non chargées de 120 microns de diamètre initial avec l'avantage de représenter une masse d'eau à répartir 64 fois plus petite. L'utilisation de gouttelettes portant la même charge mais de diamètre encore plus petit, par exemple 16 microns, permet l'emploi d'une masse d'eau encore plus faible, sans augmenter d'une façon sensible le temps et l'espace parcouru pour atteindre par exemple le diamètre de 6.000 microns. Cette masse d'eau sera 420 fois plus petite que dans le cas de gouttelettes non chargées.

Remarquons enfin que le traitement par gouttelettes d'eau électrisées de nuages qu'il s'agit de précipiter doit permettre *seulement l'accélération du phénomène initial* devant déclencher la précipitation et cela parce que, comme le montre le calcul, l'influence de la charge est limitée aux gouttelettes d'eau électrisées de petite dimension.

Pour qu'il y ait chance de succès le nuage traité doit présenter les caractéristiques voulues : épaisseur suffisante, courant ascendant, quantité d'eau liquide (conditions dépendant les unes des autres), saturation dans le nuage et possibilité de saturation des couches atmosphériques situées sous le nuage.

Quelles que soient les difficultés techniques de l'ensemencement de nuages neutres par des gouttelettes électrisées, la théorie que nous avons développée ci-dessus intervient certainement pour expliquer l'évolution des gouttelettes électrisées dans les nuages, dans le cas des phénomènes d'électrisation naturelle. Les difficultés techniques seront sans doute moindres pour un brouillard.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] F. W. PEECK. — *Phénomènes diélectriques*, 1924.
- [2] F. CAHEN et R. PELISSIER. — *Bulletin de la Société française des Electriciens*, mars 1948.
- [3] M. PAUTHENIER, G. DUHAUT et L. DEMON. — *Revue générale de l'électricité*, 58, 1949, pp. 35-39 et 59, 1950, pp. 133-136.
- [4] Ed. BRUN, R. CARON et M. VASSEUR. — *Rapport Technique n° 15*, G.R.A., 1945.
- [5] I. LANGMUIR. — *General Electric Research Laboratory*, avril 1948.
- [6] M. PAUTHENIER. — *Comptes rendus* 224, 1947, p. 142.
- [7] M. PAUTHENIER et R. COCHET. — *Comptes rendus* 231, 1950, p. 213.
- [8] R. COCHET. — *Comptes rendus* 231, 1950, p. 1045.
- [9] H. LAMB. — *Hydrodynamics*, 4^e édition, 1930 (Cambridge University Press), p. 569.
- [10] R. COCHET. — *Comptes rendus* 232, 1951, p. 2295.
- [11] Pierre REBUFFET. — *Aérodynamique expérimentale*, 1945, p. 179.
- [12] R. COCHET. — *Comptes rendus* 233, 1951, p. 29.
- [13] J. ROUSSE. — Thèse de doctorat, 1947.
- [14] M. PAUTHENIER. — Cours professé à la Faculté des Sciences de Paris (*passim*).
- [15] R. COCHET. — *Comptes rendus* 233, 1951, p. 190.
- [16] M. PAUTHENIER et N. LOUFFOULLAH. — *Comptes rendus* 231, 1950, p. 953.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

ANALYSE DIMENSIONNELLE DES FINES PARTICULES

Vu et approuvé :

Paris, le 16 Mai 1952

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

A. CHATELET

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

JEAN SARRAILH

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION	5
--------------------	---

PREMIÈRE PARTIE

Equation générale définissant le mouvement d'une particule au point M voisin d'un obstacle électriquement chargé.

CHAPITRE PREMIER. — Coefficient de captation γ	7
---	---

1. Allure des trajectoires	7
----------------------------------	---

2. Définition du coefficient de captation γ	7
--	---

CHAPITRE II. — Equation générale définissant le mouvement d'une particule au point M voisin d'un obstacle électriquement chargé	8
---	---

1. Equation générale	8
----------------------------	---

2. Formes particulières de l'expression relative à la force électrique	9
--	---

3. Forme particulière de l'expression relative à la résistance qu'oppose le fluide au mouvement	10
---	----

4. Conditions générales de similitude	10
---	----

DEUXIÈME PARTIE

Contribution à l'étude des pertes dans les lignes de transport d'énergie électrique à haute tension continue par brouillard.

CHAPITRE PREMIER. — Coefficient de captation γ d'un cylindre de révolution dans le cas où la vitesse de l'air est supposée négligeable	10
---	----

1. Equation définissant le mouvement d'une gouttelette de brouillard au point M voisin d'un conducteur cylindrique sous tension	10
---	----

2. Equation des trajectoires et coefficient de captation	11
--	----

CHAPITRE II. — Coefficient de captation γ d'un cylindre de révolution dans le cas d'un vent horizontal normal aux génératrices du cylindre (cas des faibles vitesses)	12
--	----

1. Ecoulement de l'air autour du cylindre	12
---	----

2. Equation des trajectoires	13
------------------------------------	----

3. Méthode graphique permettant de tracer les trajectoires	15
--	----

4. Valeurs du coefficient de captation γ	16
---	----

CHAPITRE III. — Coefficient de captation γ d'un cylindre de révolution dans le cas d'un vent horizontal normal aux génératrices du cylindre (cas général)	17
--	----

1. Principe de la méthode graphique	17
---	----

2. Application de la méthode graphique dans le cas où les forces d'inertie sont petites	18
---	----

3. Application numérique	19
--------------------------------	----

CHAPITRE IV. — Vérification expérimentale de la théorie générale dans le cas particulier d'un conducteur cylindrique, l'air étant supposé immobile	20
--	----

1. Dispositif expérimental	20
----------------------------------	----

2. Conduite de l'expérience	22
-----------------------------------	----

3. Résultats expérimentaux	22
----------------------------------	----

Influence de l'inertie des gouttelettes de brouillard sur l'allure de leurs trajectoires	22
--	----

Applications éventuelles des calculs du coefficient de captation γ aux lignes de transport d'énergie électrique à haute tension alternative	22
--	----

4. Remarques :	
----------------	--

a) Décharge éventuelle entre gouttelettes de brouillard et conducteur	23
---	----

b) Conducteur cylindrique de petite dimension	24
---	----

CHAPITRE V. — Quantité d'eau reçue par centimètre de conducteur et par seconde	24
--	----

CHAPITRE VI. — Quantité d'eau minimum par centimètre de conducteur pour qu'il y ait formation de gouttes susceptibles d'émettre des ions	25
--	----

Formation et disposition des gouttes sur le conducteur	26
--	----

CHAPITRE VII. — Application numérique et conclusions techniques	26
---	----

TOISIÈME PARTIE

Evolution d'une gouttelette d'eau électrisée dans un nuage à température positive.

CHAPITRE I. — Coefficient de captation γ d'une gouttelette d'eau fortement chargée et de petite dimension	27
--	----

1. Equation définissant le mouvement d'une gouttelette de brouillard au point M voisin d'une gouttelette électrisée	27
---	----

2. Equation des trajectoires et coefficient de captation	28
--	----

CHAPITRE II. — Coefficient de captation γ d'une gouttelette d'eau chargée dans le cas général	28
--	----

1. Ecoulement de l'air autour de la gouttelette d'eau électrisée	28
--	----

2. Tracé des trajectoires limites dans le cas où les forces d'inertie sont négligées	29
--	----

3. Tracé des trajectoires limites dans le cas général	30
---	----

4. Modification des forces électriques et de résistance de l'air près de la gouttelette chargée	31
---	----

5. Valeurs du coefficient de captation γ	32
---	----

6. Remarque sur les valeurs du coefficient de captation d'une gouttelette électriquement neutre données par Langmuir	32
--	----

CHAPITRE III. — Grossissement d'une gouttelette d'eau électrisée	33
--	----

CHAPITRE IV. — Applications numériques et conclusions	34
---	----

BIBLIOGRAPHIE	35
---------------------	----

